UNTERSUCHUNG VON (p, α) – REAKTIONEN AN DEN KERNEN DER 1 p - SCHALE IM ERNERGIEBEREICH VON E_p = 22,5 – 45 MeV

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Friedrich Weng

aus Adelsheim/Baden

1979

UNTERSUCHUNG VON (p, α) – REAKTIONEN AN DEN KERNEN DER 1 p - SCHALE IM ERNERGIEBEREICH VON E_p = 22,5 – 45 MeV

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Friedrich Weng

aus Adelsheim/Baden

1979

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Oktober 1979

Dekan:	Prof. Dr. W. Prandl
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. G. Staudt
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. H. Krüger

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I.	Einleitung	1
II.	Experimenteller Aufbau	3
1.	Zyklotron und Strahlführung	3
2.	Streukammer und Detektoren	3
3.	Die Targets	6
4.	Elektronische Verarbeitung der Detektorimpulse	8
5.	Verarbeitung der Monitorimpulse	10
III.	Die Messungen an ^{9}Be, ^{10}B, ^{13}C und ^{14}N	10
1.	Die α-Spektren	11
2.	Die Monitorspektren	12
3.	Die Reaktion $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$	13
4.	Die Reaktion $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$	15
5.	Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$	16
6.	Die Reaktion $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$	17
IV.	Datenauswertung	19
1.	Die Auswertung der eigenen Daten	19
2.	Die Auswertung von Literaturdaten	20
V.	Meßergebnisse	21
1.	Die Winkelverteilungen	21
2.	Die integrierten Wirkungsquerschnitte	32
VI.	Reaktionsmechanismen	38
1.	Compoundkernreaktionen	38
2.	Direkte Reaktionen	40
3.	Das Übergangsgebiet zwischen Compoundkern- und direkten Reaktionen	43

		Seite
VII.	Diskussion der Winkelverteilungen	46
1.	Das Direktreaktionsgebiet	46
2.	DWBA-Rechnungen	54
VIII.	Energie- und Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	56
1.	Energieabhängigkeit	56
2.	Die Massenabhängigkeit: Der "gerade-ungerade-Effekt"	58
IX.	Spektroskopische Aussagen	64
1.	Spektroskopische Faktoren für den 3-Teilchen-Transfer	64
2.	Vergleich mit den experimentellen Werten für die einzelnen Kerne	64
3.	Energieabhängigkeit der (p,α)-Übergänge zu verschiedenen Restkernniveaus für die einzelnen Kerne	68
4.	"Gerade-ungerade-Effekt" und spektroskopische Faktoren	70
X.	Zusammenfassung	74
	Literaturverzeichnis	76

I. Einleitung

Frühere Untersuchungen von (p,α)- und (n,α)-Reaktionen an den Kernen der 1p-Schale bei Energien von 14 MeV haben gezeigt, daß der totale Wirkungsquerschnitt für den Grundzustandsübergang eine charakteristische Massenabhängigkeit besitzt, die mit dem Q-Wert der Reaktion stark korreliert ist: Für α-artige Targetkerne mit ihrem stark negativen Q-Wert liegt der Wirkungsquerschnitt bis zu zehnmal höher als bei den nicht-α-artigen Nachbarkernen mit stark positiven Q-Werten. Diese Massenabhängigkeit wurde im gleichen Energiebereich schon vorher bei (d,α)-Reaktionen festgestellt und aufgrund der damals bekannten Meßdaten als "Gerade-ungerade-Effekt" bezeichnet. Obwohl diese Bezeichnung den heute bekannten Sachverhalt nicht richtig wiedergibt, soll sie im folgenden beibehalten werden.

Die Korrelation Wirkungsquerschnitt-Q-Wert legt es nahe, diesen Effekt mif Hilfe der von Kern zu Kern verschiedenen Reaktionskinematik zu erklären. In der Tat kann er qualitativ sowohl im Compoundkern als auch im Modell der direkten Reaktionen erklärt werden: Bei einer Compoundkernreaktion ist der Zwischenkern um so höher angeregt, je positiver der Q-Wert ist; dabei vermindert die größere Zahl der offenen Ausgangskanäle die Intensität eines einzelnen Übergangs. Liegt eine direkte Reaktion vor, so führt die schlechtere Anpassung der Drehimpulse im Eingangs- und Ausgangskanal bei den Reaktionen mit positivem Q-Wert zu einer geringeren Intensität des Übergangs.

Da im Energiebereich um 14 MeV beide Reaktionsmechanismen zum Wirkungsquerschnitt einer (p,α)-Reaktion beitragen, und

nach beiden Reaktionsmodellen ein Ansteigen der Protoneneinschußenergie den Unterschied in der Stärke der Übergänge vermindern müßte, erschien es sinnvoll, Messungen bei höheren Energien durchzuführen. Weiterhin war zu erwarten, daß dieReaktionen bei höheren Energien überwiegend über einen direkten Reaktionsmechanismus ablaufen, was natürlich eine Interpretation der Daten wesentlich vereinfacht.
Durch die vorliegenden (p,α)-Experimente, die im Rahmen der Verbundforschung am Jülicher Jsochron-Zyklotron, im Energiebereich von 22,5 bis 45 MeV ermöglicht wurden, sollten die bisher vorliegenden Ergebnisse anderer Autoren an Kernen der 1p-Schale durch eigene Messungen an den Kernen ^{9}Be, ^{10}B, ^{13}C und ^{14}N vervollständigt werden.
Von den Ergebnissen kann man genauere Aussagen über den Reaktionsablauf und über die Energie- und Massenabhängigkeit von (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen erwarten. Insbesondere sollte geprüft werden, ob sich der "gerade-ungerade-Effekt" tatsächlich aus der unterschiedlichen Reaktionskinematik der einzelnen Kerne erklären läßt, oder ob es sich bei diesem Effekt vielleicht um einen echten Struktureffekt handelt Eine Aussage hierüber läßt sich einerseits durch die Untersuchung der Energieabhängigkeit des "gerade-ungerade-Effekts" erwarten, andererseits durch den Vergleich der Meßwerte mit den aus der Literatur bekannten Werten der spektroskopischen Faktoren für den Dreiteilchentransfer.

II. Experimenteller Aufbau

II.1 Zyklotron und Strahlführungssystem

Die Experimente wurden an den Streukammern D und F des Jülicher Isochron-Zyklotrons /1/ durchgeführt. Dabei stand ein Protonenstrahl im Energiebereich von 22.5 bis 45 MeV mit einer Energiehalbwertsbreite von ca. 150 keV zur Verfügung. Auf die Möglichkeit der Verwendung des gefilterten Strahls, der eine weitaus geringere Energieunschärfe aufweist, wurde aus Intensitätsgründen verzichtet. Außerdem war dadurch keine wesentlich bessere Energieauflösung der α-Spektren zu erwarten, da die anderen Einflußgrößen wie Targetdicke und Winkelunschärfe, zu einer Energieverschmierung von ebenfalls 150 keV führten.

Der Strahl wurde vom Zyklotron über zwei Ablenkmagnete, zwei Analysiermagnete und mehrere Quadrupolmagnete auf das Target fokussiert. Der Strom betrug, je nach Target, zwischen 200 nA und 1.2 µA. Am Target hatte der Strahl einen Durchmesser von ca. 4 mm.

II.2 Streukammern und Detektoren

Die Messungen wurden mit Festkörpertargets und zum Teil mit einem Gastarget durchgeführt. Die Gasmessungen wurden an der kleinen Streukammer D durchgeführt, da die Kammer F nur mit Festkörpertargets bestückt werden konnte.

Bei der Kammer D (Abb. 1), die einen Durchmesser von 220 mm hatte, wurden die zwei Halbleiterzähler-Teleskope in eigene Zählerhäuschen eingebaut, die außerhalb der Streukammer, in einem Winkelabstand von 180° auf einer gemeinsamen Grund-

platte montiert waren. Diese Grundplatte konnte um die Streukammer gedreht werden, so daß sich ein einstellbarer Winkelbereich von 15° bis 160° ergab. Um mit dem Festkörpertarget auch Winkel von 90 Grad messen zu können, hatten die Targets einen Winkel von 45° zur Strahlrichtung. Durch diese Anordnung von Zählern und Target konnte eine ganze Winkelverteilung ohne Veränderung der Targetposition gemessen werden.

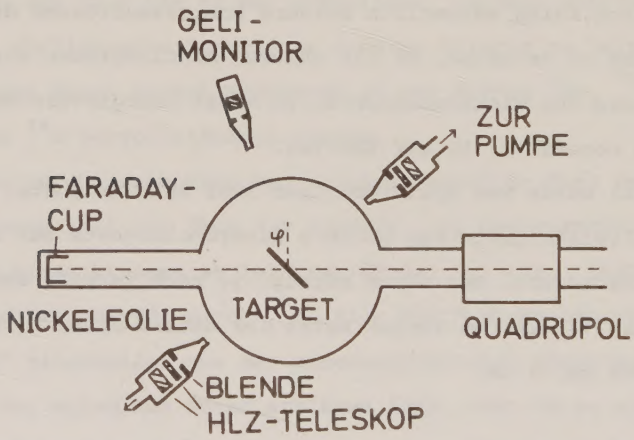


Abb. 1: Meßkammer D mit HLZ-Teleskopen

Dafür mußte, wegen der kleinen Zählraten unter Rückwärtswinkeln, eine relativ lange Meßzeit in Kauf genommen werden. Die nachzuweisenden α-Teilchen durchquerten auf ihrem Weg vom Target zum HLZ-Teleskop zunächst das Streukammerfenster, das aus einer 19 µm dicken Hostafanfolie bestand und gelang-

ten durch ca. 10 mm Luft zum Fenster des Zählerhäuschens, das mit einer 7 µm dicken Nickelfolie abgedichtet war. Hinter dieser Folie befand sich eine Blende und im Abstand von ca. 80 mm folgte eine zweite Blende und das HLZ-Teleskop. Der Abstand vom Target zum HLZ-Teleskop betrug ca. 200 mm. Der Energieverlust der α-Teilchen in den Folien und in der Luft ist bei den hier auftretenden Teilchenenergien vernachlässigbar.

Die Messungen an den Festkörpertargets wurden überwiegend an der Streukammer F durchgeführt, die einen Durchmesser von ca. 1.100 mm hatte. Hier konnten die HLZ-Teleskope in der Kammer mit einem Winkelabstand von 10^{o} untergebracht werden, was im Gegensatz zu den Messungen an Kammer D die Meßzeit unter Vorwärtswinkeln erheblich verkürzte. Das Target hatte bei Messung der Vorwärtswinkel einen Winkel von 45 Grad zur Strahlrichtung und wurde bei Messung der Rückwärtswinkel auf 135^{o} gedreht.

Die HLZ-Teleskope bestanden in beiden Streukammern aus jeweils einem basisfreien ΔE-Zähler von ca. 50 µm Dicke und einem E-Zähler, in dem die nachgewiesenen Teilchen vollständig gestoppt wurden. Die Sperrschichttiefe im E-Zähler wurde so gewählt, daß hochenergetische Protonen und Deuteronen nur einen Teil ihrer Energie in der empfindlichen Sperrschicht verloren. Auf diese Weise konnten diese Teilchen von den nachzuweisenden ^{3}He- und α-Teilchen mit einem Schwellenverstärker diskriminiert werden. Zur Verringerung des Rauschens wurden die HLZ gekühlt.

Um mit Targets unterschiedlicher Massenbelegung messen zu können und um Veränderungen der Massenbelegung während der Messung zu erfassen, wurde außerhalb der Streukammer unter einem Winkel von 30° bzw. 70° ein Germanium-Lithium-Detektor /2/ mit 10 mm Sperrschichttiefe als Monitor aufgestellt. In ihm wurden die am Target gestreuten Protonen registriert. Der Protonenstrahl wurde in einem Faradaykäfig gestoppt. Dadurch konnte der Strahlstrom und die Gesamtladung bestimmt werden.

II.3 Die Targets

Als Targets wurden angereicherte, freitragende ^{9}Be, ^{10}B und ^{13}C-Folien verwendet, die eine Massenbelegung von 60 bis 300 $\frac{\mu g}{cm^2}$ hatten. Durch die Lagerung an Luft mußte mit Absorption von Sauerstoff und Stickstoff gerechnet werden. Außerdem konnte sich während der Messung eine Kohlenstoffschicht durch Kontamination bilden. Die Stickstoffmessungen wurden mit einem auf Kohlenstoff aufgeschwemmten Melamintarget $C_3N_6H_6$ durchgeführt. Da hier die Massenbelegung schwierig zu bestimmen war und die Gefahr bestand, daß das Melamin während der Messung abdampft, wurde die Eichung mit einem Stickstoffgastarget durchgeführt.

Die Targets wurden in den Targetlabors des MPI Heidelberg und der KFA Jülich hergestellt.

Die Targetdicken wurden bei den freitragenden Targets durch den Energieverlust von α-Teilchen und durch Wägung bestimmt. Die Abweichung der einzelnen Meßwerte vom Mittelwert lag unter $\pm$ 8 %. Das Stickstoffgastarget bestand aus einem N_2-gefüllten, von Nickelfolien umschlossenen Gaszylinder. Der

Durchmesser betrug 60 mm und die Höhe 30 mm. Die Massenbelegung war abhängig vom Gasdruck, max. 200 Torr, und vom effektiven Volumen, das durch zwei Blenden vor dem Detektor bestimmt war.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bei Messungen mit dem Gastarget ergibt sich nach Silverstein /3/ zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{c.m.} = \frac{N(\theta)\ q\ e_o\ \sin\theta\ G(\theta)}{n\ Q\ F}\ 10^{27}\quad \text{in } \frac{mb}{sr}$$

dabei ist: $N(\theta)$: Zählrate unter dem Winkel θ

$q\ e_o$: Ladung eines Geschoßteilchens im mCb

θ : Streuwinkel im Schwerpunktsystem

$G(\theta)$: Umrechnungsfaktor vom Labor- ins Schwerpunktsystem

Q : Im Faradaykäfig gesammelte Ladungsmenge im mCb

n : Zahl der Targetkerne pro Volumeneinheit

F : Ein von der Blendenanordnung abhängiger Geometriefaktor: $F = \frac{2\ a^2 b}{R_o\ h}$

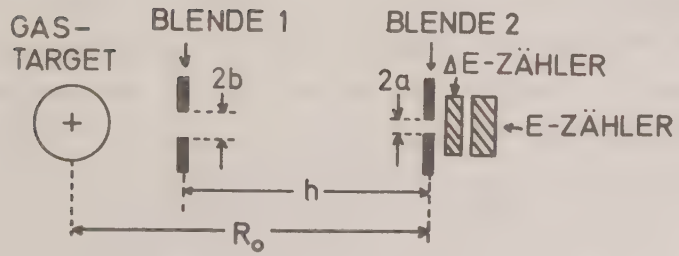


Abb.2: Blenden und Zähleranordnung am Gastarget

Die Unsicherheiten bei der Gasmessung lagen hauptsächlich bei Fehlern in den Blendendurchmessern und der Blendengeometrie, die zusammen ca. 6 % betrugen. Die Gasdichte, d.h. die Zahl der Targetkerne pro Volumeneinheit, wurde während der Messung anhand von Gasdruck und Temperatur kontrolliert. Ihr Fehler lag unter 2 %. Eine weitere Fehlermöglichkeit, deren Einfluß nur schwer abzuschätzen war, lag in der Tatsache, daß der Protonenstrahl des Zyklotrons während der Messung nicht immer ganz ruhig stand und damit teilweise aus dem, durch die Blendenanordnung bestimmten effektiven Gasvolumen herauslief. Diese Unsicherheit wurde als klein angenommen und nicht in den Fehler miteinbezogen, so daß sich ein Gesamtfehlerbeitrag durch das Gastarget von ca. 8 % ergab. Dies ist vergleichbar mit den Fehlern in der Dickenbestimmung der Festkörpertargets.

II.4 Elektronische Verarbeitung der Detektorimpulse

Das Schaltbild für den analogen und logischen Teil der Nachweiselektronik ist in Abb. 3 dargestellt. Die Analogimpulse des ΔE und E- Zählers wurden zunächst direkt an der Meßkammer mit Vorverstärkern (VV) verstärkt und anschließend nachverstärkt (HV) und addiert (ADD). Zur Teilchendiskriminierung wurden die Analogsignale auf den Particleidentifier (PART. ID.) gegeben, der bei Coincidenz (COINC) ein Identifiziersignal produziert, dessen Höhe allein von der Teilchensorte abhängig ist. Hierdurch konnten die α- und ^{3}He-Teilchen mit Hilfe von Einkanalanalysatoren (SCA) diskriminiert werden. Je nach Teilchensorte gaben die linearen Gates (LG) den Analogimpuls auf einen der analog-digital-

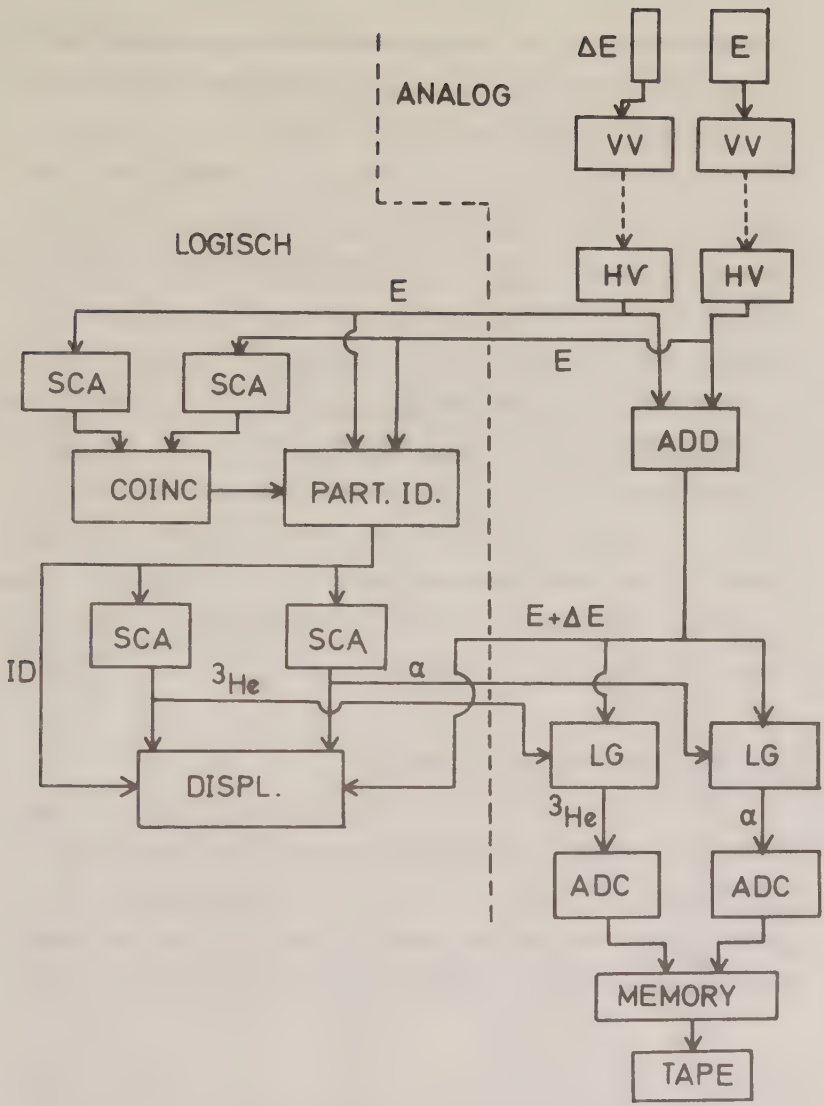


Abb. 3: Blockschaltbild der HLZ-Teleskopelektronik

Convertoren (ADC) des Vielkanalanalysators. Anschließend wurden die Ergebnisse im Memory abgespeichert, von wo sie auf Magnetband ausgelesen werden konnten. Zur optischen Kontrolle konnte das Identifiersignal in Abhängigkeit von der Teilchenenergie auf einem Speicherschirm (DISPL) sichtbar gemacht werden. Die Totzeit der Nachweiselektronik wurde während der Messungen überwacht. Dazu wurden mit einem Impulsgenerator Impulse konstanter Spannung auf die Testeingänge der Vorverstärker gegeben, die als Linie an einer Stelle im α-Spektrum sichtbar waren, an der sie nicht störten. Aus der Differenz der Anzahl der Generatorimpulse und deren Anzahl im α-Spektrum ließ sich die genaue Totzeit ermitteln. Diese lag bei allen Messungen unter 1 %. Gleichzeitig konnte mit dieser Methode eine eventuelle Verbreiterung der Linien durch die Elektronik kontrolliert werden.

II.5 Verarbeitung der Monitorimpulse

Die Impulse aus dem Germanium-Lithium-Detektor wurden zunächst mit einem Vorverstärker verstärkt und über einen Schwellenverstärker auf das ADC des Vielkanalanalysators gegeben. Nach der Messung wurde das Monitorspektrum zusammen mit den α- und ^{3}He-Spektren auf Magnetband ausgegeben.

III. Die Messungen an ^{9}Be, ^{10}B, ^{13}C und ^{14}N

Zur Durchführung der Messungen wurden ca. 300 Stunden Zyklotronstrahlzeit benötigt. Dabei wurden ca. 2.000 α-, ^{3}He- und Monitorspektren aufgenommen.

Die ^{3}He-Spektren werden von Herrn Rapp im Rahmen seiner Doktorarbeit /4/ ausgewertet und veröffentlicht.

1. Die α-Spektren

Abb. 4 stellt ein typisches α-Spektrum dar. Die Linien zeigen die (p, α)-Übergänge zu den verschiedenen Restkernniveaus der im ^{13}C-Target enthaltenen Kerne. Die Halbwertsbreite der Linien wird bestimmt von der Energieunschärfe des Restkernniveaus, der Halbwertsbreite der Energie des Protonenstrahls (ca. 150 keV), dem Rauschen der HLZ und Verstärker

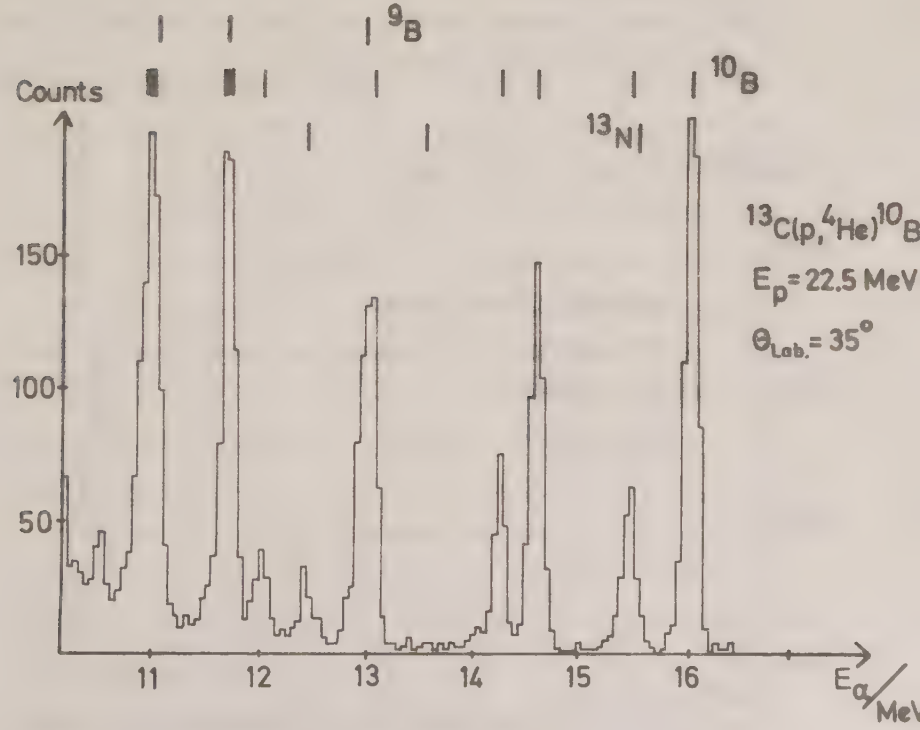


Abb. 4: -Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{13}C-Target

(vernachlässigbar), der Targetdicke (≲ 85 keV) und der Energieunschärfe, die sich aus der Reaktionskinematik und der Winkelunschärfe der Detektoren ergibt. Diese erreichte bei einem Winkel von 90° ein Maximum. Eine Abschätzung nach oben ergab für die ^{9}Be-Messung bei E_p = 45 MeV und bei einem Öffnungswinkel der HLZ von 0.6°, wie er im Experiment vorlag, einen Wert von 105 keV. Daraus ergibt sich eine α-Energiehalbwertsbreite für schmale Restkernniveaus von 200 keV, die mit der Linienbreite in den gemessenen Spektren gut übereinstimmt.

III.2 Die Monitorspektren

Abb. 5 zeigt das Monitorspektrum eines Melamintargets bei einer Protonenenergie von 45 MeV und bei einem Laborwinkel

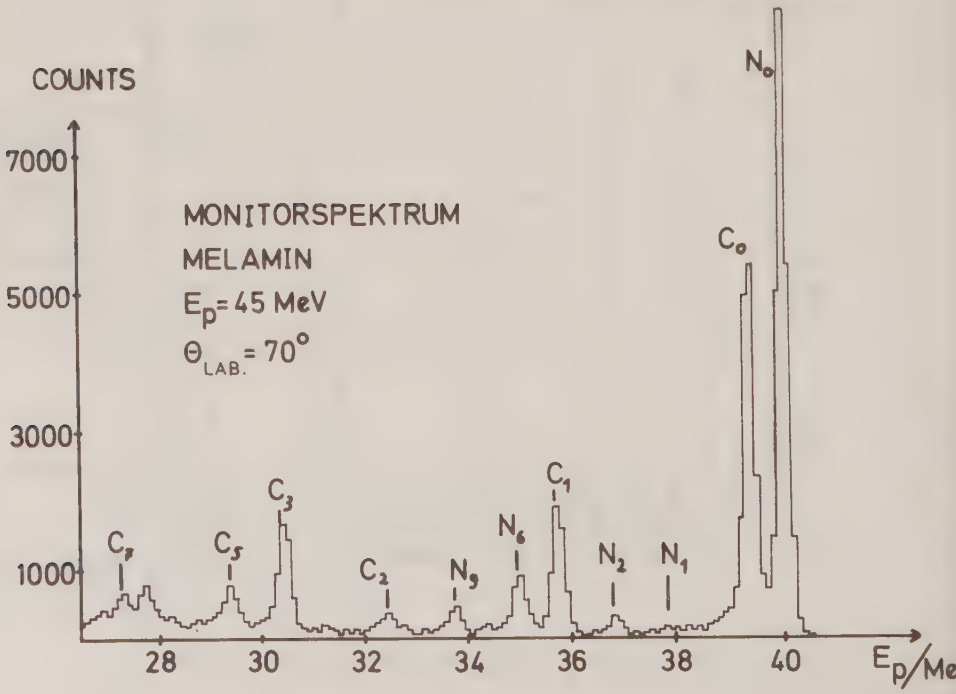


Abb. 5: Protonenspektrum am Melamintarget

von 70°. Die beiden hohen Peaks sind die an ^{14}N und ^{12}C elastisch gestreuten Protonen. Bei niedereren Energien sind inelastisch gestreute Protonen zu erkennen, wobei die verschiedenen Energieniveaus der Kerne ^{12}C und ^{14}N angeregt werden. Die relative Höhe der beiden elastischen Protonenpeaks veränderte sich während der Messung, da Melamin, das auf eine Kohlenstoffolie als Trägerfolie aufgeschwemmt war, wegen der lokalen Erhitzung durch den Protonenstrahl verdampfte, während die Dicke der Kohlenstoffolie konstant blieb. Die relative Veränderung der Stickstoffmassenbelegung konnte aus dem Verhältnis von Monitorzählrate und Faradayladung berechnet werden.

III.3 Die Reaktion $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$

Bei der Reaktion $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$ wurden bei Protonenenergien von E_p = 22,5, 31.0 und 41.0 MeV vollständige Winkelverteilungen gemessen. Bei E_p = 45.0 MeV wurden die Winkel zwischen 15° und 50° gemessen, um den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts mit den Messungen von De Vries et. al. /5/ bei dieser Energie vergleichen zu können. Weiterhin lagen für diese Rekation bereits Messungen anderer Autoren bei den Energien 26.7 MeV /6/ und 38.0 MeV /7/ vor.
Da ^{9}Be das einzige stabile Beryllium-Isotop ist (Q = + 2,126 MeV für die (p,α)-Reaktion) mußten als Konkurrenzreaktion nur $^{16}O(p,\alpha)^{13}N$ mit Q = - 5.218 MeV, $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ mit Q = - 2.92 MeV und $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ mit Q = - 7.554 MeV berücksichtigt werden.

Aus dem Monitorspektrum ließ sich der Anteil von Kohlenstoff und Sauerstoff im Target nicht genau ermitteln, da der Monitor unter einem Laborwinkel von 30° stand. Dabei betrug die Energiedifferenz der von ^{12}C und ^{16}O elastisch gestreuten Protonen nur 160 keV. Aus dem Spektrum ließ sich jedoch abschätzen, daß beide Kerne zusammen ca. 10 % des Targets ausmachten, wobei der ^{16}O-Anteil höher war als der ^{12}C-Anteil. Dieser ^{16}O-Anteil ist auch im α-Spektrum Abb. 6 deutlich zu sehen. Allerdings ist die Winkelabhängigkeit der α-Teilchenenergie bei den verschiedenen Targetkernmassen von ^{9}Be und ^{16}O so verschieden, daß die α-Teilchen aus den beiden Reaktionen höchstens bei einer Winkeleinstellung die gleiche Energie aufweisen. Daher läßt sich der α-Untergrund aus der $^{16}O(p,\alpha)^{13}N$-Reaktion durch Interpolation leicht

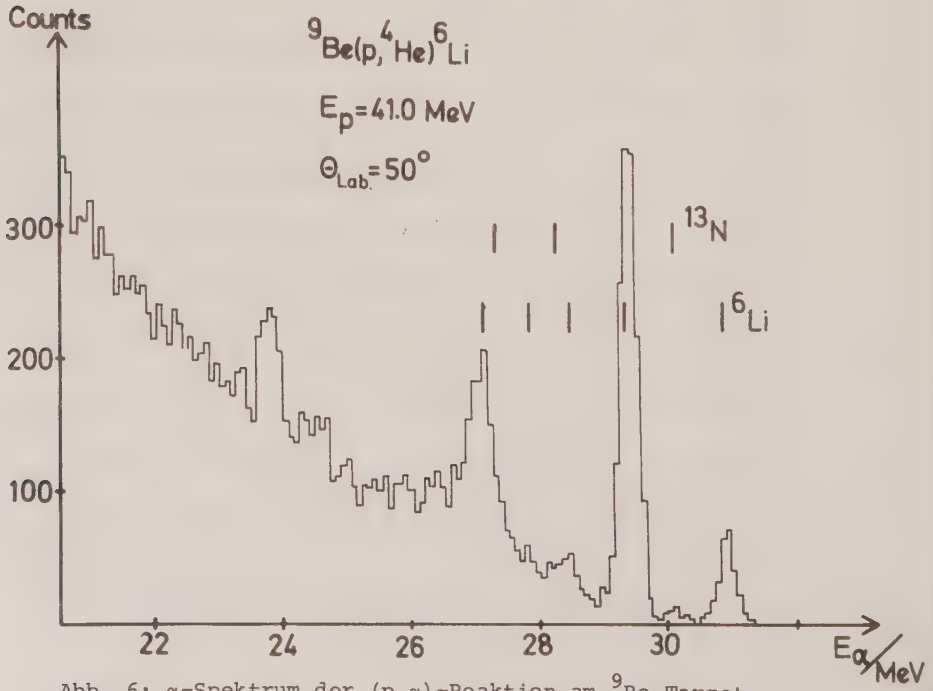


Abb. 6: α-Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{9}Be-Target

berücksichtigen. Die α-Teilchen aus der $^{12}C(p,\alpha)^{9}Be$-Reaktion haben so niedrige Energien, daß sie im α-Spektrum nicht zu erkennen sind. Der kontinuierliche Untergrund stammt aus der Reaktion $^{9}Be(p,d)2\alpha$. Stickstoff konnte im Be-Target nicht nachgewiesen werden.

III.4 Die Reaktion $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$

Die (p,α)-Reaktion an ^{10}B wurde bei E_p = 22.5, 27.0, 31.0, 36.0, 41.0 und 45.0 MeV im gesamten Winkelbereich von 15° bis 165°, in 5°-Schritten vermessen. Im natürlichen Bor hat ^{10}B einen Anteil von 19.6 % und ^{11}B einen Anteil von 80.4 %. Da der Q-Wert der Reaktion $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ mit Q = + 8.588 MeV höher liegt als der von $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ mit Q = + 1.148 MeV, müßte ein ^{11}B-Anteil im α-Spektrum Abb. 7 zu sehen sein. Dies konnte jedoch nicht festgestellt werden. Nach einer Abschätzung war die ^{10}B-Anreicherung höher als 99 %. Aus dem Monitorspektrum ergab sich, daß im Target ca. 7,5 % Kohlenstoff und etwa 10 % Sauerstoff vorhanden waren. Dagegen konnte kein Stickstoff festgestellt werden. Der $^{16}O(p,\alpha)^{13}N$ Grundzustandsübergang ließ sich im α-Spektrum eindeutig identifizieren, während die höher angeregten Niveaus bei kleinen Laborwinkeln vom kontinuierlichen α-Spektrum überdeckt wurden. Bei größeren Laborwinkeln ließen sich wegen der größeren Masse des Restkerns ^{13}N jedoch auch Übergänge zu höher angeregten Niveaus nachweisen. Wegen des negativen Q-Wertes von Q = - 7.554 MeV lagen die α-Teilchen aus der $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$-Reaktion im niederenergetischen kontinuierlichen Teil des α-Spektrums. Daher konnte nur ihre Lage im Spektrum bestimmt werden.

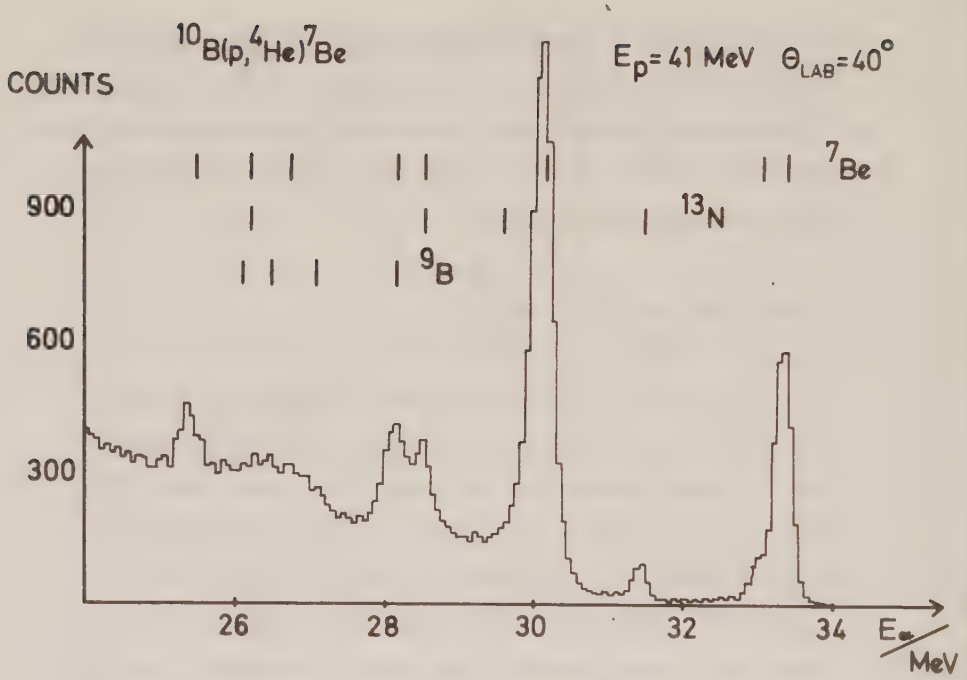


Abb. 7: α-Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{10}B-Target

Das kontinuierliche Spektrum bei niederen α-Energien ist eine Folge des Dreiteilchenzerfalls $^{10}B(p,^3He)2\alpha$. Dies und der ^{12}C und ^{16}O-Anteil am Target machten eine sinnvolle Auswertung der Übergänge zu höheren ^7Be-Restkernniveaus unmöglich, so daß nur die ersten drei Übergänge ausgewertet wurden.

III.5 Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

Diese Reaktion wurde bei den gleichen Protoneneinschußenergien gemessen wie ^{10}B. Im natürlichen Kohlenstoff beträgt der Anteil des Isotops ^{13}C nur 1.1 %. Im verwendeten Target war der ^{13}C-Anteil auf 97 $\pm$ 2 % angereichert. Dies konnte

aus der Stärke des $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$-Übergangs im gemessenen α-Spektrum Abb. 4 und dem aus der Arbeit von Guazzoni /8/ entnommenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für die $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$-Reaktion berechnet werden. Der Sauerstoffanteil wurde aus dem Monitorspektrum ermittelt. Er betrug 1,5 %. Stickstoff konnte im Target nicht nachgewiesen werden.

III.6 Die Reaktion $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$

Auch diese Reaktion wurde bei den gleichen Energien gemessen wie ^{10}B und ^{13}C. Außerdem lagen an diesem Kern weitere Messungen von Pignanelli /9/ vor. Da das als Targetmaterial verwendete Melamin auf einer Kohlenstoffolie aufgeschwemmt war und Melamin $C_3N_6H_6$ auch selbst Kohlenstoff enthält, trat im Spektrum Abb. 8a $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ als Konkurrenzreaktion auf. Dies störte die Auswertung der ersten vier Niveaus nicht, da der Q-Wert der ^{14}N-Rekation mit Q = - 2.92 MeV um 4.5 MeV höher liegt als der von ^{12}C. Sauerstoff war im Melamintarget nicht vorhanden. ^{15}N mit einem (p,α)-Q-Wert von + 4.96 MeV ist im natürlichen Stickstoff nur zu 0.36 % enthalten. Da die Targetdicke wegen der Kohlenstoffolie nur schwer zu bestimmen war, und Melamin bei Erwärmung leicht verdampfte, so daß die Targetdicke während der Messung nicht als konstant angenommen werden konnte, wurden zur Absoluteichung bei allen Energien einige Meßpunkte mit dem Gastarget gemessen, in das reiner Stickstoff eingefüllt wurde. Abb. 8b zeigt ein Spektrum einer Gastargetmessung. Bei dieser Messung konnte auf die Verwendung des Particle-Identifiers verzichtet werden, da als Konkurrenz-

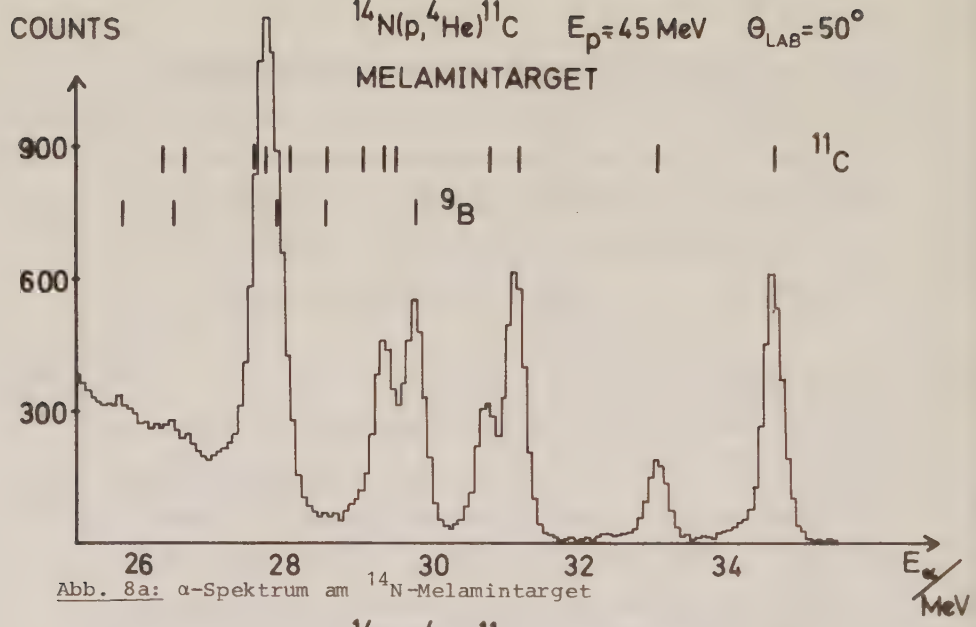


Abb. 8a: α-Spektrum am ^{14}N-Melamintarget

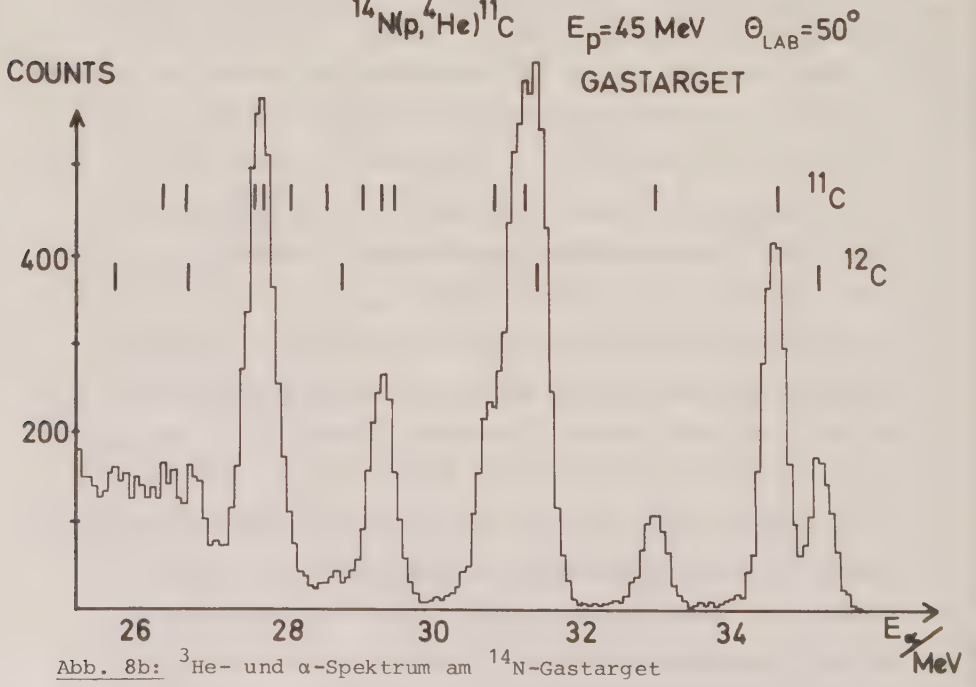


Abb. 8b: ^{3}He- und α-Spektrum am ^{14}N-Gastarget

reaktion nur $^{14}N(p,^{3}He)^{12}C$ mit einem Q-Wert von Q = - 4.779 MeV zu berücksichtigen war. Trotz des, gegenüber der $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$-Reaktion, niedereren Q-Wertes, lagen wegen der Kinematik im Laborsystem, bei Winkeln zwischen 50^{o} und 60^{o} die beiden ersten α-Übergänge energetisch zwischen den ersten ^{3}He-Übergängen, so daß diese die Auswertung nicht behinderten. Dies genügte um den Absolutwert der Melaminmessungen zu bestimmen.

IV. Datenauswertung

1. Die Auswertung eigener Daten

Die Auswertung der Spektren, die in Jülich auf Magnetband ausgegeben wurden, erfolgte mit einem EDV-Programmsystem /10/, an dessen Entwicklung im Rahmen dieser Arbeit mitgearbeitet wurde.

Die α-, ^{3}He- und Monitorspektren wurden zusammen mit weiteren Meßgrößen von den originalen Magnetbändern an der CDC 3300 des Rechenzentrums Tübingen auf Magnetbanddateien übetragen. Von hier konnten die Spektren im Dialogbetrieb über Datenfernübertragung /11/ am Bildschirm eines PDP 11-Rechners ausgewertet werden.

Hierzu standen verschiedene Programme zur Verfügung, mit denen man folgende Operationen durchführen konnte:

1) Energieeichung und Identifizierung der einzelnen Linien im Spektrum
2) Ermittlung des Untergrunds
3) Trennung von zwei sich überlappenden Linien durch anfitten von Gaußkurven

4) Integration der Linien und Ermittlung der statistischen Fehler
5) Eichung der Spektren mit Faktoren aus den Monitorspektren.
6) Umrechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte vom Labor- ins Schwerpunktsystem
7) Fitten der Winkelverteilungen mit Legendrepolynomen
8) Zeichnen der Spektren, der Winkelverteilungen und der Legendrefits
9) Berechnung der integrierten Winkelverteilungen aus den Winkelverteilungen

IV.2 Auswertung von Literaturdaten

Die eigenen Meßdaten wurden bei verschiedenen Kernen durch Literaturwerte ergänzt. Dabei wurden die integrierten Wirkungsquerschnitte, soweit sie nicht angegeben waren, aus den Winkelverteilungen nach der Gleichung:

$$\sigma_{tot} = 2\pi \int_0^{\pi} \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta)\, d\theta$$

berechnet. Die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden aus den Zeichnungen in 5°-Schritten abgelesen und mit einem Programm berechnet. Bei dieser Methode muß mit erheblichen Fehlern gerechnet werden, da zusätzlich zu den Meßfehlern der Autoren jetzt Fehler beim Zeichnen sowie beim Ablesen der Winkelverteilungen hinzugerechnet werden müssen. In einigen Fällen wurden die Wirkungsquerschnitte von Reaktionen aus der Umkehrreaktion berechnet. Nach dem Reziprozitätssatz für Kernreaktionen kann der Wirkungsquerschnitt σ_{ab} einer Reaktion A(a,b)B aus dem Wirkungsquerschnitt σ_{ba}

der Umkehrreaktion berechnet werden. Dabei gilt die Gleichung:

$$\sigma_{ab} = \frac{\frac{m_B}{m_c} E_b^{lab} m_b m_B}{(\frac{m_B}{m_c} E_b^{lab} + Q_{ba}) m_a m_A} \sigma_{ba} \cdot F_{spin}$$

Dabei ist $m_C = m_A + m_a$ die Masse des Zwischenkerns, Q_{ba} der Q-Wert der Reaktion B(b,a)A, E_b^{lab} die Einschußenergie des Projektils b im Laborsystem und F_{spin} ein statistischer Faktor, der sich aus den Spins der beteiligten Kerne ergibt:

$$F_{spin} = \frac{(2I_b+1)\ (2I_B+1)}{(2I_a+1)\ (2I_A+1)}$$

Mit dieser Methode kann jedoch nur der Grundzustand einer Reaktion berechnet werden.

V. Meßergebnisse

1. Die Winkelverteilungen

In den Abb. 9 - 12 sind die Winkelverteilungen der (p,α)-Grundzustandsübergänge zusammen mit Literaturwerten eingezeichnet. Bei den eigenen Messungen sind neben den durchgezogenen Kurven noch die Meßpunkte angegeben. Die durchgezogenen Kurven stellen jeweils Fits mit Legendrepolynomen dar, nach der Gleichung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \sum_{l=0}^{l_{max}} A_l P_l(\Theta)$$

Dabei ist jeweils l_{max} der maximale Drehimpuls, bei dem die Angleichung des Polynoms an die gemessenen Werte zufriedenstellend war, und der Fehler beim χ^2-Test sich für höhere l-Werte nicht wesentlich verringerte.

Die Fehlerbalken stellen ausschließlich den statistischen Fehler dar, soweit er größer war, als der Ausdehnung der eingezeichneten Meßpunkte entspricht. Der Absolutwert ist mit einem Fehler von $\pm$ 12 % behaftet. Dieser ergibt sich aus dem Fehler für die Targetdicke, die auf 8 % gemessen werden konnte, sowie dem Fehler für die Gesamtladung des Protenenstrahls und dem Raumwinkel der Zählerteleskope.

Bei den Winkelverteilungen der $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li_{g.s.}$-Reaktion sind die eigenen Meßwerte durch Literaturwerte ergänzt. Diese sind den Arbeiten /5-7,12,13/ entnommen. Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen 15^{o} und 50^{o} bei E_p = 45 MeV mit den Messungen von de Vries zeigten eine gute Übereinstimmung. Die Abweichungen lagen unter $\pm$ 6 %.

Die Winkelverteilungen der Reaktion $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be_{g.s.}$ sind zusammen mit Werten von Scholl /14/ bei E_p = 13.0 , 14.0, und 15.0 MeV aufgezeichnet. Bei den Energien 41.0 und 45.0 MeV konnten die Übergänge zum Grundzustand und zum 1. angeregten Zustand des Restkerns ^{7}Be nicht getrennt werden, da die Energiedifferenz der α-Teilchen nur 430 keV betrug und der α_1-Übergang relativ schwach war. Dennoch erlaubten die Spektren eine Abschätzung. $\sigma_{int}(\alpha_1)$ beträgt bei beiden Energien ca. 15 % $\pm$ 5 % von $\sigma_{int}(\alpha_o)$.

Bei $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ wurden in die Abbildung der Winkelverteilungen Werte von Scholl im Energiebereich zwischen 13 MeV und 18 MeV

miteingezeichnet. Der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts wurde mit Hilfe der, bei der Messung ebenfalls angefallenen $^{13}C(p,^3He)^{11}B$-Winkelverteilung, mit Literaturwerten verglichen. Dazu lagen von Micheletti /15/ bei Energien zwischen 27 und 50 MeV im Winkelbereich von 25^o bis 85^o Messungen vor, mit denen die eigenen Werte in diesem Winkelbereich verglichen wurden. Dabei ergab sich eine gute Übereinstimmung. Die Abweichungen im Absolutwert betrugen maximal $\pm$ 10 %.
Die (p,α)-Winkelverteilungen am ^{14}N zum $\frac{3^-}{2}$ Grundzustand des ^{11}C sind zusammen mit Werten von Pignanelli bei Energien zwischen 20,5 MeV und 44,3 MeV aufgezeichnet. Die Absoluteichung wurde zusätzlich mit den $^{12}C(^3He,p_o)^{14}N$-Messungen von Mangelson /16/ bei $E(^3He)$ = 20,1 MeV und 31,2 MeV und den Ergebnissen von Sokol /17/ bei ^3He-Energien von 12,2; 13,4; 14,6; und 16,0 MeV verglichen. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen kann man mit dem Reziprozitätssatz umrechnen in $^{14}N(p,^3He)C^{12}$-Reaktionen. Aus der Umrechnung ergeben sich bei Mangelson Protoneneinschußenergien von 22,34 und 31,86 MeV und bei Sokol 15,57; 16,6; 17,63; und 18,83 MeV. Die Winkelverteilungen dieser Reaktionen wurden mit den ^3He-Winkelverteilungen verglichen, die bei den eigenen Messungen mit aufgenommen wurden. Wegen der unterschiedlichen Energien war ein direkter Vergleich nicht möglich, doch zeigten die verschiedenen Messungen eine ähnliche Form der Winkelverteilung und etwa gleiche Absolutwerte bei vergleichbaren Energien.
Für die selbst gemessenen Kerne sind in den Abb. 13 und 14 die differentiellen (p,α)-Wirkungsquerschnitte zwischen 0^o und 90^o für die ersten zwei bis drei angeregten Restkern-

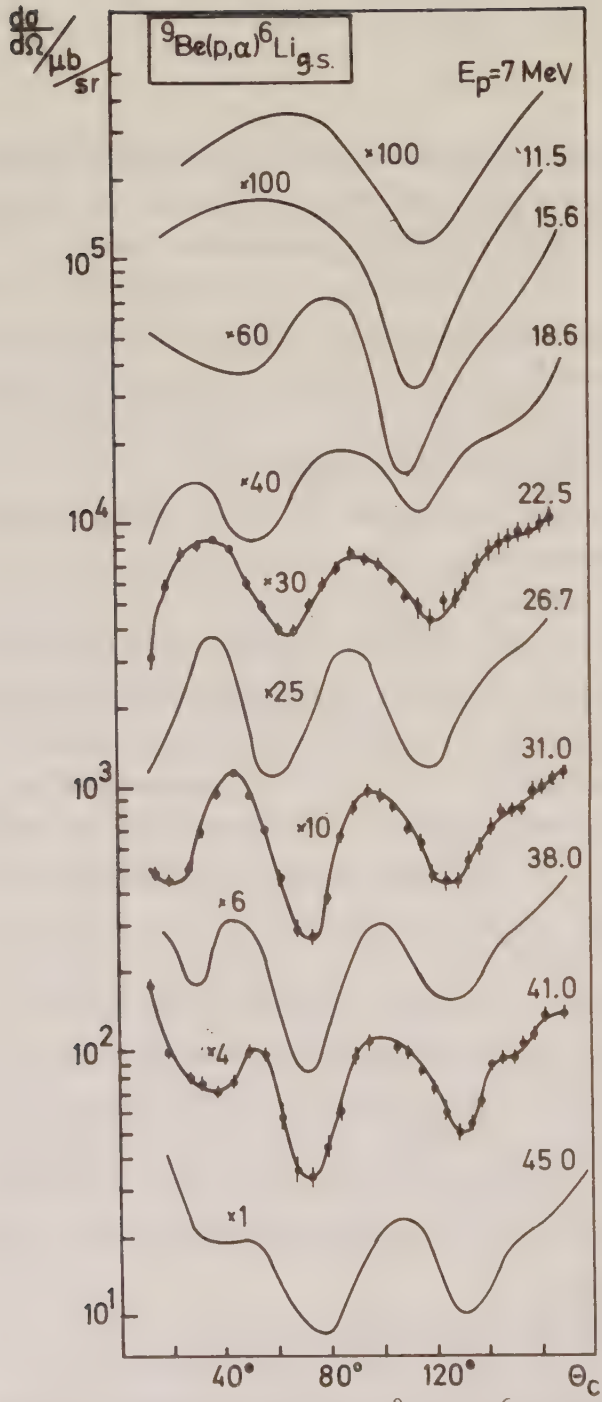


Abb. 9: Winkelverteilungen des ^{9}Be(p,α)^{6}Li-Grundzustandsübergangs

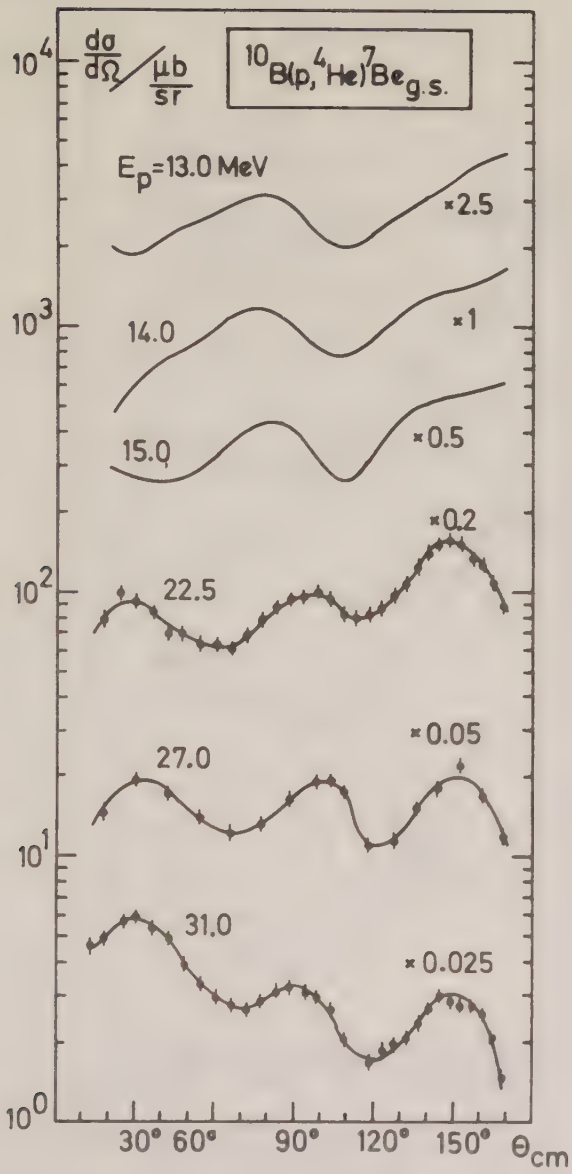


Abb. 10a: Winkelverteilungen des $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$-Grundzustandsübergangs

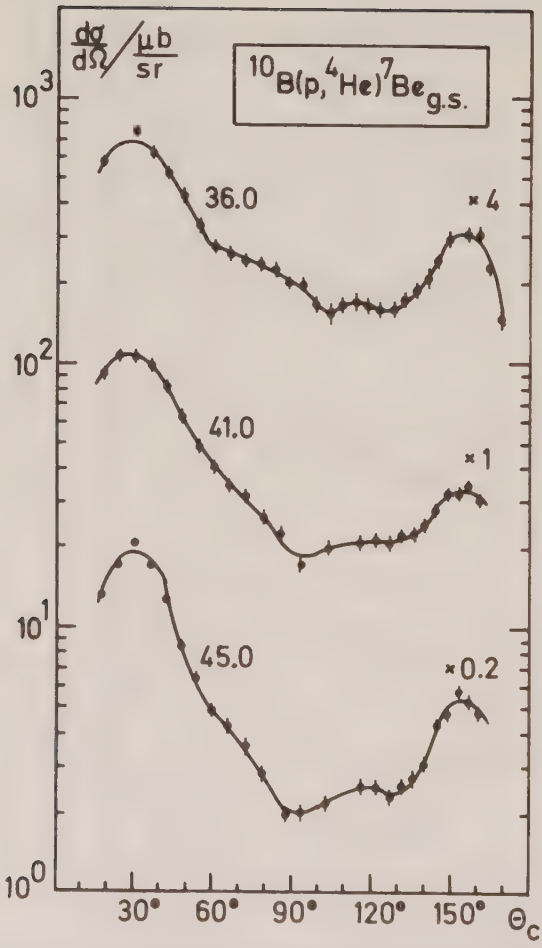


Abb. 10b: Winkelverteilungen des $^{10}B(p,\alpha)^7Be$-Grundzustandsübergangs

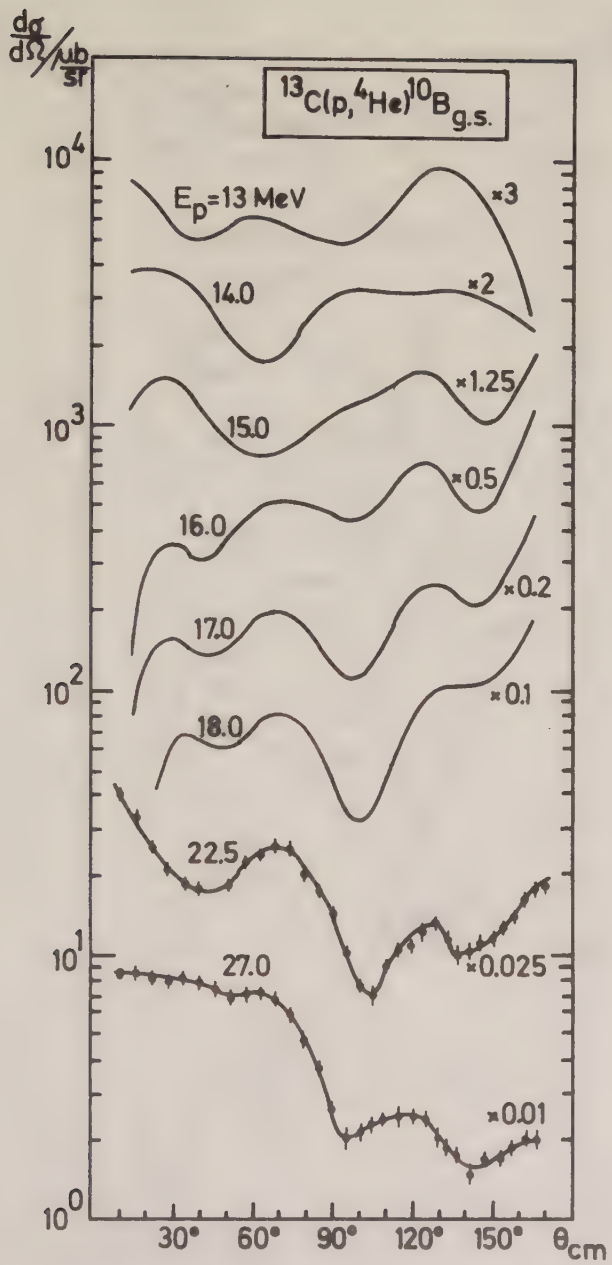


Abb. 11a: Winkelverteilungen des $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Grundzustandsübergangs

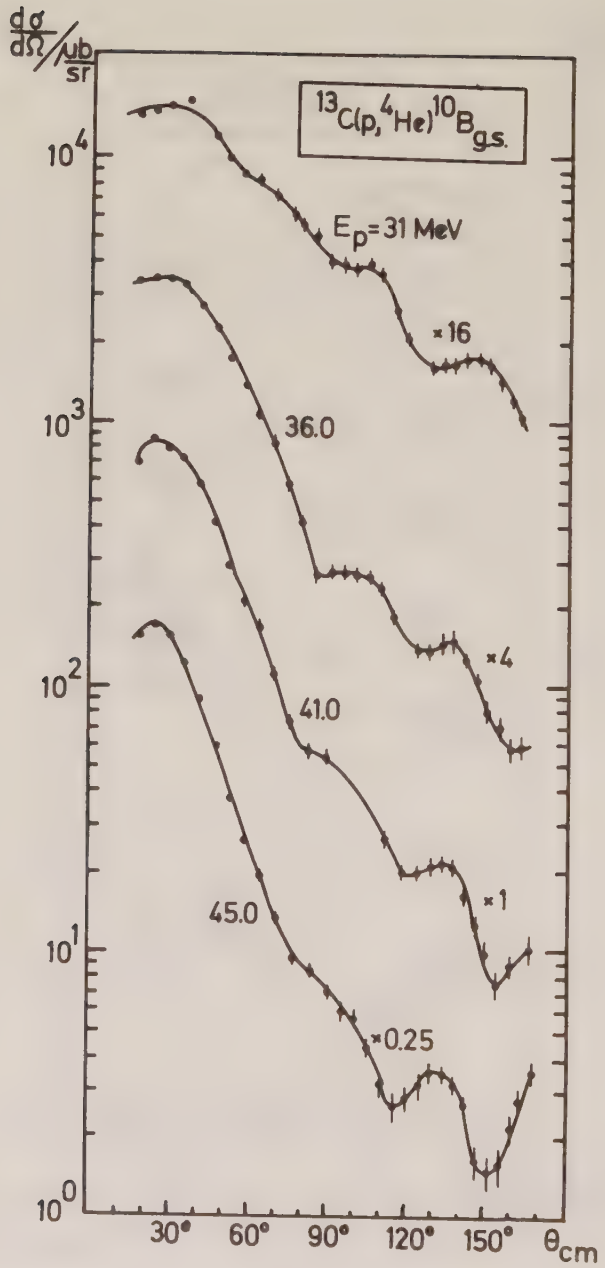


Abb. 11b: Winkelverteilungen des $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Grundzustandsübergangs

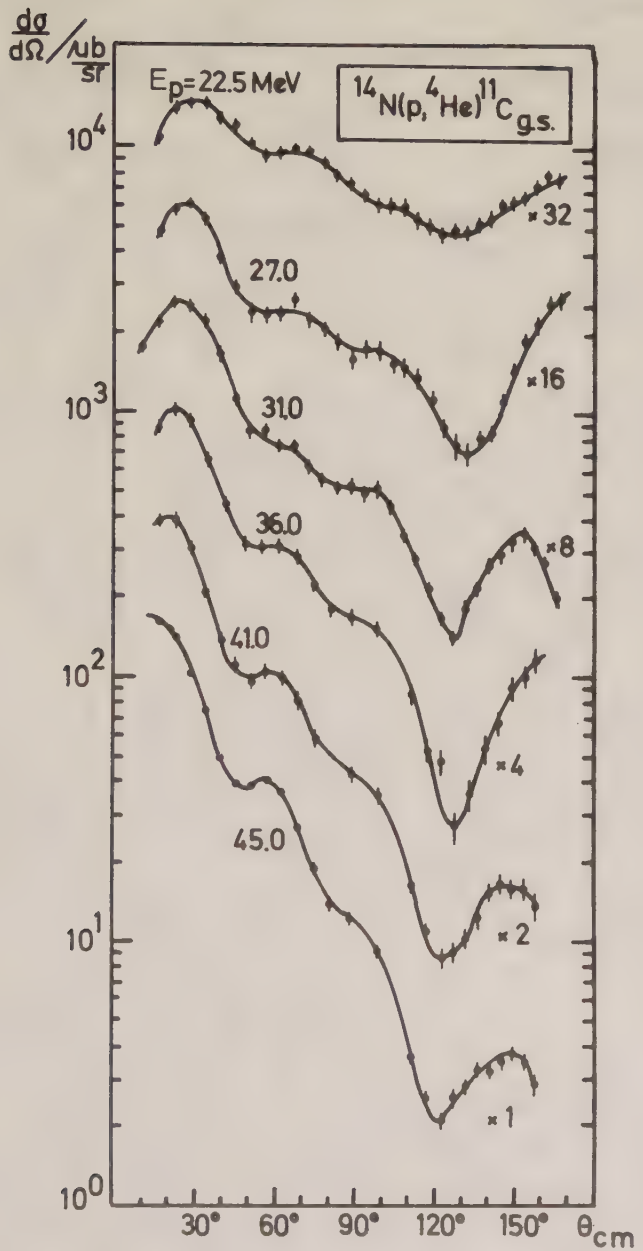


Abb. 12: Winkelverteilungen des $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$-Grundzustandsübergangs

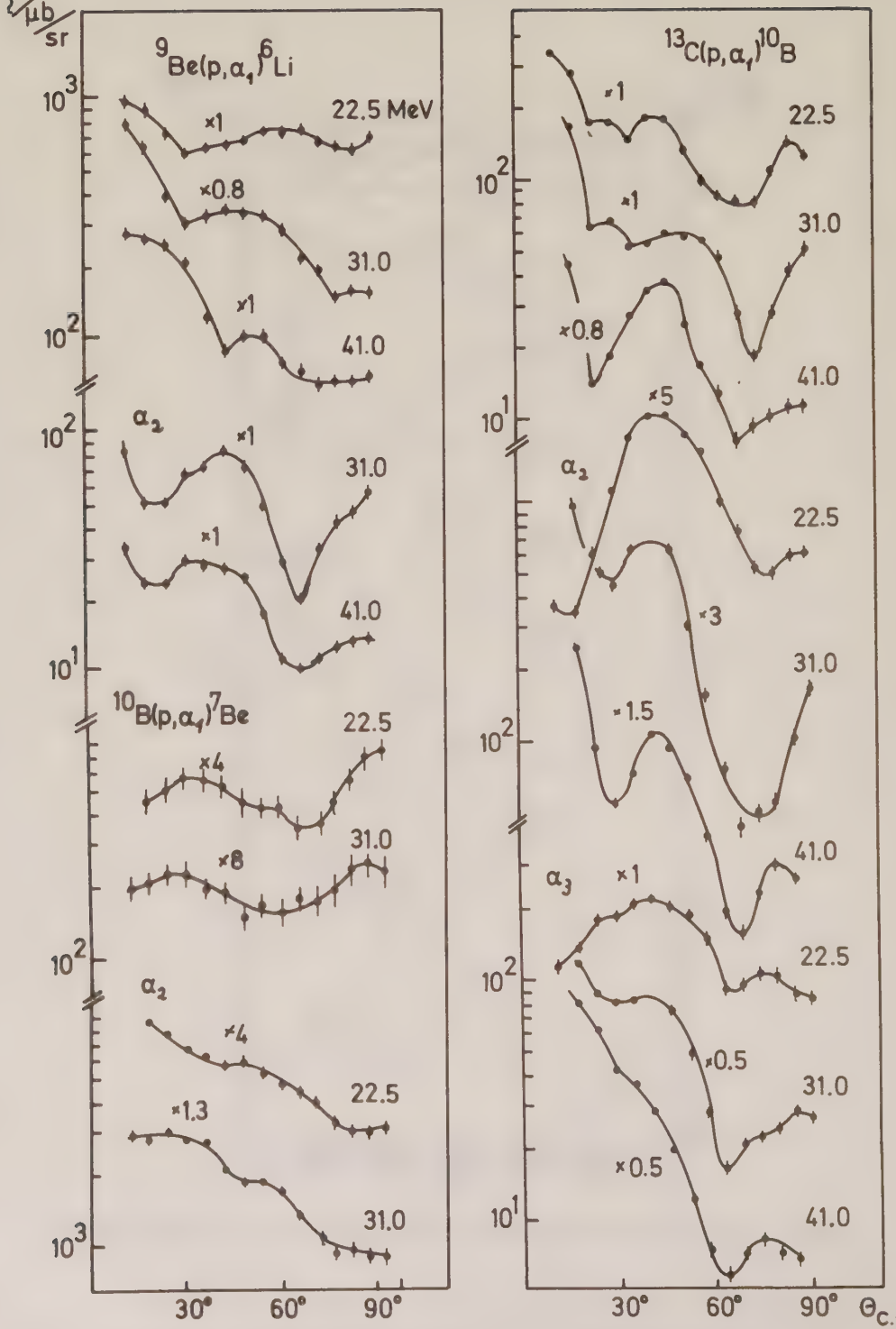


Abb. 13: Winkelverteilungen zu angeregten Restkernniveaus

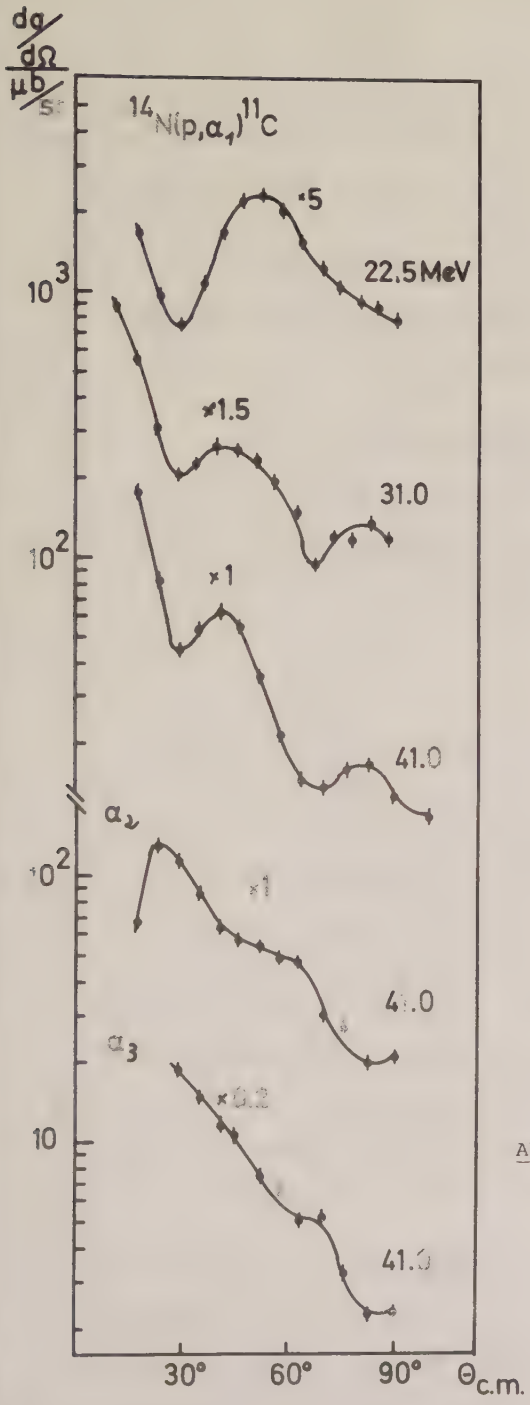


Abb. 14: Winkelverteilungen der $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$-Reaktion zu angeregten Restkernniveaus

zustände aufgezeichnet. Die Fehlerbalken geben wieder jeweils den statistischen Fehler aus der Zahl der Ereignisse und dem Untergrund an. Die durchgezogenen Kurven sollen die Struktur der Winkelverteilungen besser deutlich machen. Sie sind keine Legendrepolynom-fits. Die Fehler im Absolutwert entsprechen denen der Grundzustandsübergänge.

V.2 Die integrierten Wirkungsquerschnitte

Aus den gemessenen Winkelverteilungen wurden mit Hilfe der Polynomfits die integrierten Wirkungsquerschnitte für die (p,α)-Übergänge zu den verschiedenen Restkerniveaus ermittelt:

$$\sigma_{int} = 4\pi A_o$$

Dabei ist A_o der Legendrekoeffizient 0-ter Ordnung. Die Wirkungsquerschnitte für Übergänge zu angeregten Restkernzuständen der gemessenen Kerne wurden von 0^o bis 90^o integriert. Die berechneten Werte zeigt Tabelle 1. Außerdem sind die Werte für die Grundzustandsübergänge zusammen mit Literaturwerten bei anderen Energien und an anderen Kernen der p-Schale in Abb. 15 und 16, die für die höher angeregten Zustände in Abb. 17 in doppelt logarithmischem Maßstab als Funktion der Einschußenergie aufgezeichnet. Es zeigt sich, daß der Wirkungsquerschnitt bei allen Reaktionen in diesem Energiebereich exponentiell mit der Energie abfällt.

$$\sigma_{int} \sim E^{-n}$$

Die verschiedenen Exponenten sind jeweils an den Geraden angegeben. Die Diagramme sind nach steigenden Q-Werten für die

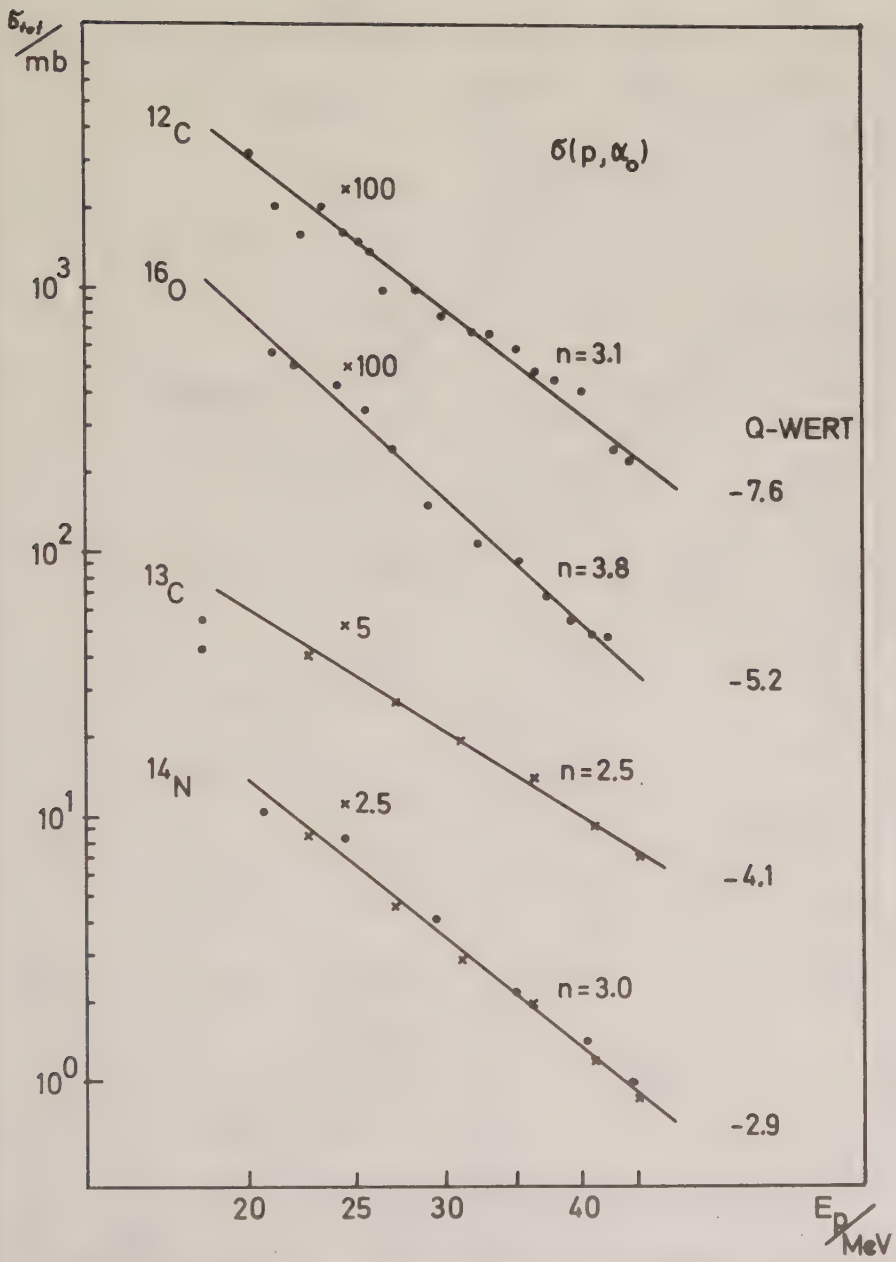


Abb. 15: σ_{int} der Grundzustandsübergänge als Funktion der Einschußenergie

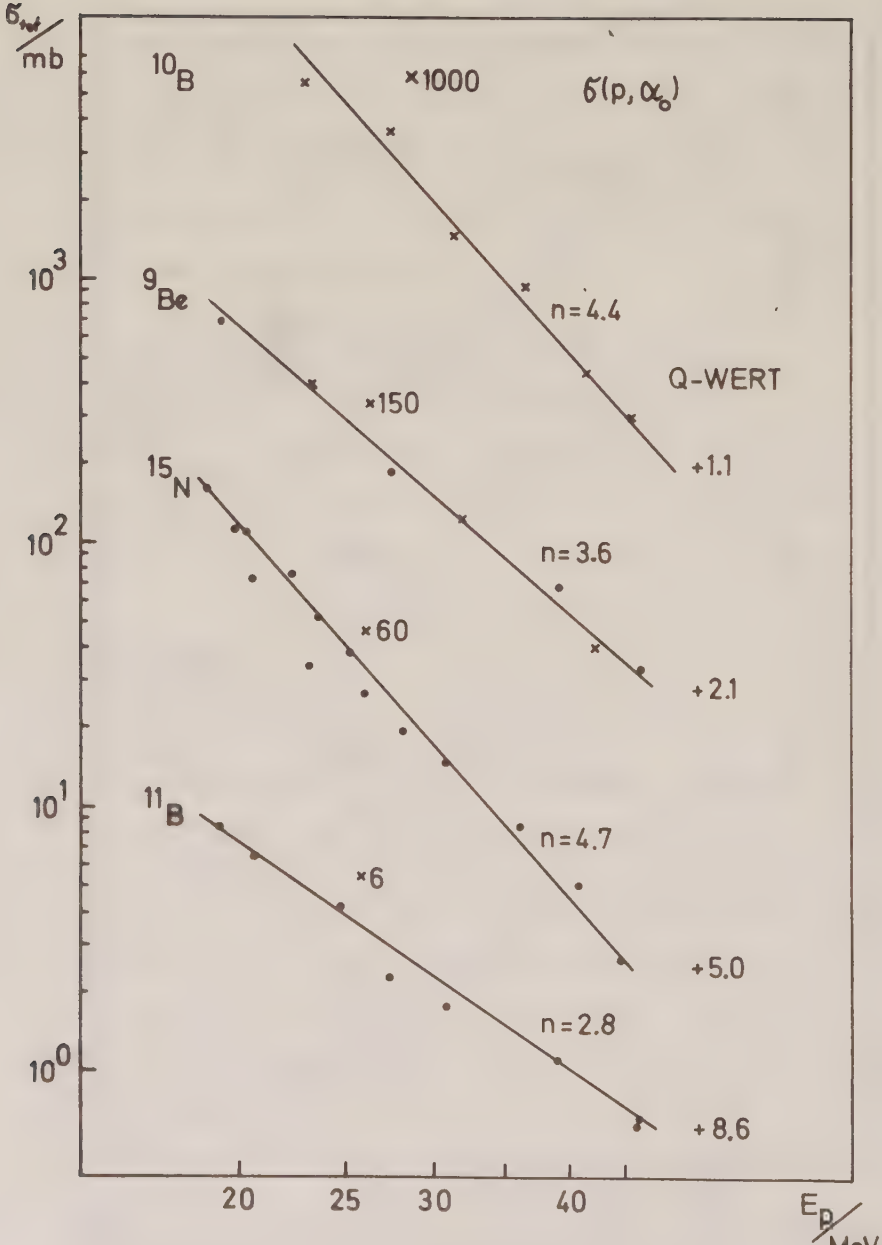


Abb. 16: σ_{int} der Grundzustandsübergänge als Funktion der Einschußenergie

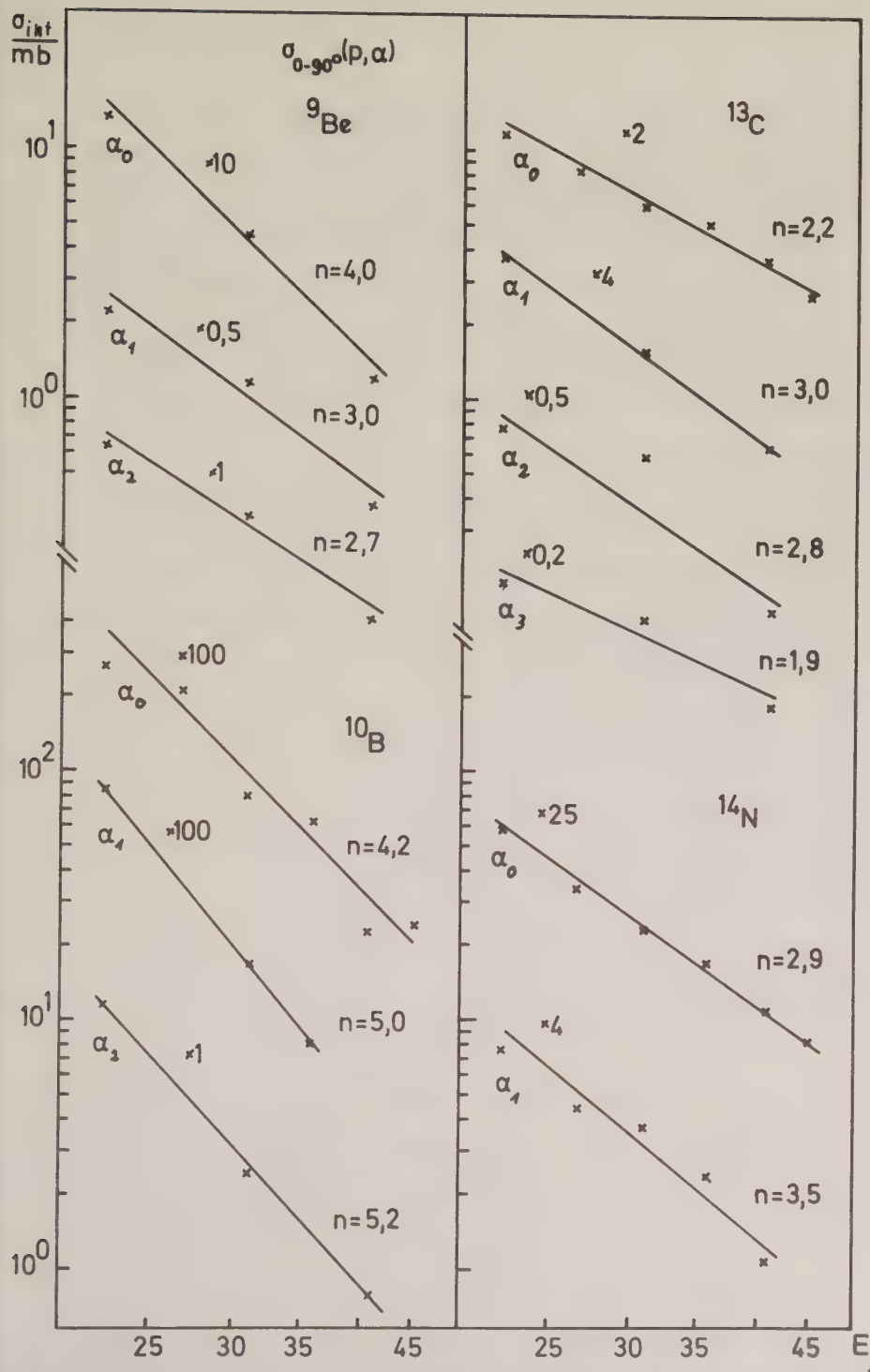


Abb. 17: σ_{0-90} für (p,α)-Übergänge zu angeregten Restkernniveaus

(p,α)-Reaktion geordnet. Der Q-Wert ist am rechten Rand angegeben. Um die Meßpunkte gemeinsam darstellen zu können, sind sie mit einem Faktor multipliziert, der jeweils an der Geraden angegeben ist. Die Werte, die nicht selbst gemessen wurden sind der Literatur entnommen. Dabei stammen die Werte für ^{12}C und ^{16}O von Guazzoni /8/, für ^{15}N von Nonaka /18/ und Guazzoni und für ^{11}B von Gambarini /7/, Guazzoni, Cavanaig /19/ und de Vries.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt für den Grundzustandsübergang am ^{13}C bei 22,5 MeV liegt verglichen mit dem Wert von Scholl bei 18 MeV mit σ_{int} = 8,9 mb etwas hoch. Oberg /20/ gibt bei der gleichen Energie von 18 MeV einen integrierten Wirkungsquerschnitt von σ_{int} = 11,4 mb an.

Integrierte Wirkungsquerschnitte für (p,α)-Reaktionen in μb

E_p	22.5 MeV	27 MeV	31 MeV	36 MeV	41 MeV	45 MeV
$^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$						
$\alpha_o(0\text{-}90^o)$	1350		460		122	
$\alpha_o(0\text{-}180^o)$	2635		817		252	
$\alpha_1(0\text{-}90^o)$	4566		2377		747	
$\alpha_2(0\text{-}90^o)$	653		335		128	
$^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$						
$\alpha_o(0\text{-}90^o)$	2642	2081	766	621	219	237
$\alpha_o(0\text{-}180^o)$	5822	3947	1537	897	478	326
$\alpha_1(0\text{-}90^o)$	838		162	80		
$\alpha_1(0\text{-}180^o)$				138		
$\alpha_2(0\text{-}90^o)$	11410		2400		775	
$^{13}C(p,\alpha)^{10}B$						
$\alpha_o(0\text{-}90^o)$	5780	4200	3065	2590	1820	1300
$\alpha_o(0\text{-}180^o)$	8260	5470	3870	2810	1834	1390
$\alpha_1(0\text{-}90^o)$	937		390		157	
$\alpha_2(0\text{-}90^o)$	1510		1170		275	
$\alpha_3(0\text{-}90^o)$	896		635		286	
$^{14}N(p,\alpha)^{11}C$						
$\alpha_o(0\text{-}90^o)$	2400	1315	905	665	425	315
$\alpha_o(0\text{-}180^o)$	3350	1810	1125	785	470	340
$\alpha_1(0\text{-}90^o)$	1890	1055	905	575	265	
$\alpha_1(0\text{-}180^o)$	2570	1510		665	325	
$\alpha_2(0\text{-}90^o)$					329	
$\alpha_3(0\text{-}90^o)$					277	

VI. Reaktionsmechanismen

1. Compoundkernreaktionen

(p,α)-Reaktionen verlaufen bei niederen Einschußenergien als Compoundkernreaktionen. In diesem Fall wird das Proton vom Targetkern eingefangen und es bildet sich ein hochangeregter Zwischenkern, der nach relativ langer Lebensdauer seine Energie durch Emission eines α-Teilchens abgibt. Man beobachtet in den Anregungsfuntionen ausgeprägte Resonanzen, die einzelnen Anregungszuständen im Zwischenkern entsprechen. Mit zunehmender Einschußenergie und damit steigender Anregungsenergie im Zwischenkern wird die Lebensdauer der angeregten Compoundkernzustände kürzer, die Niveaus werden breiter. Außerdem wächst die Niveaudichte exponentiell mit der Anregungsenergie an, so daß sich die Zwischenkernniveaus zunehmend stärker überlappen. In diesem sogenannten Kontinuumgebiet des Compoundkerns verschwinden die Einzelresonanzen, man beobachtet in den Anregungsfunktionen lediglich statistische Fluktuationen. Da mit steigender Energie auch die Anzahl der offenen Zerfallskanäle anwächst, nimmt die Zerfallswahrscheinlichkeit in einem bestimmten festen Ausgangskanal wegen der Erhaltung des Gesamtflusses ab.

Bei Einschußenergien, die in dieser Arbeit untersucht wurden, finden dieProzesse weit im Kontinuumgebiet des Compoundkerns statt. Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen lassen sich in diesem Bereich durch die Hauser-Feshbach-Formel wiedergeben, die die Transmissionskoeffizienten der Teilchen in allen energetisch möglichen Kanälen des Compoundkernzerfalls enthält.

Ihre Berechnung setzt die Kenntnis der Streuwellenfunktionen in diesen Kanälen bzw. die Optischen Potentiale für die Streuung an allen Restkernzuständen, also auch den angeregten Zuständen voraus.

Verläuft die Kernreaktion über den Kontinuumsbereich eines Compoundkerns, so folgt aus der Hauser-Feshbach-Formel, daß die Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte symmetrisch zur 90^{o}-Richtung sind.

Mc Donald /21/ konnte zeigen, daß die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte einer über den Continuumsbereich des Compoundkerns verlaufenden Reaktion proportional zu $2I+1$ sind, wenn I die Spins der verschiedenen Anregungszustände des Restkerns sind und wenn die Reaktion folgenden Bedinungen genügt:

1) Die Energiebreite des einfallenden Protonenstrahls ist so breit, daß eine große Zahl von Compoundkernzuständen angeregt wird.
2) Der Spin des Compoundkerns J ist größer als I
3) Die Energie des auslaufenden Teilchens ist so groß, daß keine l-Werte unterdrückt werden, d.h. daß der Transmissionskoeffizient T_l im Ausgangskanal für alle $l \leq I+J$ gleich 1 ist.

Bei den vorliegenden Experimenten sind diese Bedingungen erfüllt, da bei Einschußenergien oberhalb 14 MeV hohe Drehimpulse übertragen werden und die Anregungsenergie und damit die Niveaudichte im Compoundkern so hoch ist, daß bei einer Energieunschärfe des Protonenstrahls von 200 keV eine große Zahl von Compoundkernniveaus angeregt wird.

2. Direkte Reaktionen

Bei hinreichend hohen Energien verlaufen (p,α)-Reaktionen als direkte Reaktionen. In diesem Fall findet eine Wechselwirkung des einfallenden Protons mit nur einigen Nukleonen des Targetkerns statt, während der Rest des Kernes - der Core - als fast unbeteiligter "Spektator" nur gering angeregt wird. Die direkte Reaktion bevölkert deshalb nur niedrig angeregte Restkernzustände, die sich z.B. im Schalenmodell als Teilchen-Loch-Zustände beschreiben lassen. Da der Core im wesentlichen unverändert bleibt, lassen sich direkte Reaktionen als Oberflächenreaktionen interpretieren. Die Reaktionszeit liegt in der Größenordnung der Durchflugszeit des Projektils, also bei 10^{-22}s. Neben der Transfer (pick-up)- und der knock-out Reaktion sind bei den leichten Kernen auch die heavy-particle-pick-up und HP-knock-out-Reaktionen von Bedeutung. Die folgenden vier Graphen verdeutlichen die vier Reaktionstypen:

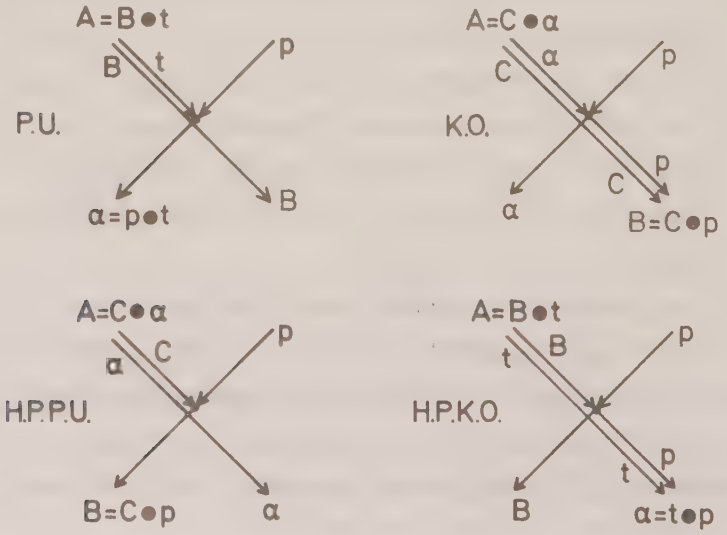


Abb. 18: Direktreaktionsmechanismen

Pick-up-Prozesse lassen sich mit der DWBA-Theorie berechnen. Für unpolarisierte Teilchen läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion A(a,b)B /22/ schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{\Sigma |T|^2}{(2 J_A + 1)(S_a+1)}$$

Dabei ist T die Übergangsamplitude zwischen dem Eingangs- und Ausgangskanal der Reaktion. Sie läßt sich mit der DWBA-Theorie näherungsweise berechnen:

$$T_{DW} = J \int dr_a \int dr_b \, \chi_b^{(-)}(k_b, r_b) \langle B,b|V|A,a\rangle \chi_a^{(+)}(k_a, r_a)$$

Dabei sind die r_a und r_b die Relativkoordinaten zwischen A und a, bzw. B und b. J ist die Jakobideterminante für die Transformation in diese Koordinaten. $\chi_a^{(+)}$ und $\chi_b^{(-)}$ sind die "distorted waves" der Teilchen im Eingang- und Ausgangskanal, die man aus experimentellen Daten für die elastische Streuung von Teilchen am Kernpotential nach dem Optischen Modell berechnen kann. Das Übergangsmatrixelement $\langle B,b|V|A,a\rangle$ zwischen den Streuzuständen $\chi_a^{(+)}$ und $\chi_b^{(-)}$ enthält alle Informationen über die Kernstruktur, die Drehimpulsauswahlregeln und den Reaktionstyp. Die Übergangsamplitude T_{DW} läßt sich aufspalten in verschiedene Faktoren:

$$\Sigma |T_{DW}|^2 = (2J_B+1) \sum_{jmm_b m_a} \left| \sum_{ls} A_{lsj} \beta_{sj}^{lmm_b m_a} \right|^2$$

Die β_{sj} sind die "reduzierten Amplituden", die nur von den kinematischen Größen der Reaktion abhängen. Die spektroskopischen Amplituden A_{lsj} enthalten die Informationen über die Überlappung der Kernwellenfunktion von Target- und Rest-

kern. Bei Reaktionen, bei denen zu jedem j-Wert nur ein l bzw. s-Wert möglich ist, entfallen die Interferenztherme zwischen den beiden Faktoren und mann kam für die Pick-up-Reaktion schreiben /23/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{(PU)} \sim \sum_j \left(\frac{2j_b+1}{2j_a+1} C^2\right) S_j \sigma_{jDWBA}$$

Dabei enthält der spektroskopische Faktor S die spektroskopischen Amplituden A_{lsj} und damit sämtliche Informationen über die Kernwellenfunktion, während σ_{DWBA} von den reduzierten Amplituden σ_{sj} abhängt. σ_{DWBA} kann bei nur einem vorkommenden j-Wert mit einem Computerprogramm z.B. DWUCK /24/ berechnet werden. Dies setzt die Kenntnis der Streuwellenfunktionen und der optischen Potentiale im Eingangs- und Ausgangskanal, sowie der Wellenfunktion des zu transferierenden Teilchens oder clusters im Potential des core voraus. Aus den berechneten σ_{DWBA} und den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten lassen sich die spektroskopischen Faktoren S_j bestimmen.Diese geben die Wahrscheinlichkeit an, im Targetkern A die Struktur: core ⊗ t zu finden. Sie lassen sich z.B. aus Schalenmodellwellenfunktionen berechnen. (Zur Berechnung für 3-Teilchen-Transfer an Kernen der 1 p-Schale, s. Kap. IX.1.) Ein Vergleich der berechneten mit den experimentell bestimmten Werten läßt Rückschlüsse auf die Güte der Schalenmodellvorstellung sowie der DWBA-Rechnungen zu.

Sind bei einem Übergang zu einem bestimmten Restkernniveau mehrere j-Werte möglich, zu denen jeweils nur ein transferierter Bahndrehimpuls l gehört, so ergibt sich die Winkel-

verteilung durch die Summation über alle $S_j\sigma_{DWBA,j}$, wobei die $\sigma_{DWBA,j}$ für jedes transferierte j berechnet werden. Dies setzt allerdings die Kenntnis der spektroskopischen Faktoren S_j voraus.

Sollen auch KO- und HPKO-Prozesse mitberücksichtigt werden, führt man die Rechnungen mit Hilfe des PWBA-Formalismus durch. Dabei werden die Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal durch ebene Wellen ersetzt.

Für die Winkelverteilungen ergibt sich bei direkten Reaktionen eine Diffraktionsstruktur mit ausgeprägten Maxima und Minima. Die Lage des 1. Maximus ist vom transferierten Bahndrehimpuls abhängig. PU und KO-Reaktionen zeigen einen starken Vorwärtsanstieg, während HPPU und HPKO-Reaktionen zu Rückwärtswinkeln ansteigen.

Die integrierten Wirkungsquerschnitte nehmen mit zunehmender Einschußenergie ab.

3. Das Übergangsgebiet zwischen Compoundkern- und direkten Reaktionen

Bei einer Kernreaktion überwiegt der Direkt-Reaktionsanteil, wenn der Compoundkernanteil im entsprechenden Ausgangskanal klein ist. Bei Reaktionen an leichten Kernen kann dies unter bestimmten Voraussetzungen schon bei kleinen Einschußenergien der Fall sein /25/, i.a. jedoch ist dieser Fall bei hohen Einschußenergien gegeben. Wie in VI.1 beschrieben, nimmt mit zunehmender Energie der Anteil an Compoundkernreaktionen für einen festen Ausgangskanal ab. Mit zunehmender Anzahl offener Ausgängskanäle nimmt der Compoundanteil schließlich schneller ab als der direkte Anteil, und letzter überwiegt.

Ein experimentelles Verfahren zur Untersuchung von Kernreaktionen auf ihre Reaktionsanteile bietet die Fluktuationsanalyse von Anregungsfunktionen. Für (p,α)-Reaktionen ergaben Messungen an ^{15}N, ^{19}F und ^{27}Al, /26/, daß der Direktreaktionsanteil Y_D > 90 % ist, wenn die Anregungsenergie im Zwischenkern E^* > 25 MeV (^{16}O, ^{20}Ne) bzw. E^* > 30 MeV (^{28}Si) ist. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen Stäbler /27/ und Buck /28/ bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen an den Reaktionen $^{11}B(p,\alpha)^8Be_{g.s.}$ und $^{19}F(p,\alpha)^{16}O_{g.s.}$. Die Form der Winkelverteilung wird energieunabhängig, wenn die Anregungsenergie im Zwischenkern E^* die Werte 27,5 MeV (^{12}C) bzw. 25,0 MeV ^{20}Ne) übersteigt. Im Bild der Compoundkernreaktionen muß man daraus schließen, daß im Bereich dieser Anregungsenergien wichtige Konkurrenzkanäle zum α-Zerfallskanal aufgehen, so daß der Compoundanteil in letzterem auf sehr kleine Werte absinkt. Stäbler und Buck machen die bei dieser Anregungsenergie aufgehenden Kanäle, die vom Aufbruch eines α-Clusters herrühren und deshalb etwa 20 MeV über der α-Schwelle des Zwischenkerns liegen, dafür verantwortlich. Es handelt sich dabei um die bei diesem Zwischenkern energetisch eng beieinander liegenden ^3He-, t- und α^*-Schwellen. Die Emission eines $\alpha^*(E^* = 20\ MeV, I^\pi = 0^+)$, das nach der Emission in t+p erfällt, wurde im ^3He-Spektrum der Reaktion $^6Li(p,^3He)^4He$ von Schenk /29/ beobachtet. Zur Überprüfung dieses bei den Targetkernen ^{11}B und ^{19}F gefundenen Sachverhaltes wurden von Hoyler /30/ die (p,α)-Reaktionen an den Kernen ^{15}N, ^{23}Na, ^{27}Al und ^{31}P untersucht, die alle zu α-artigen Zwischen- und Endkernen führen. In diesen

Fällen liegen stets die mit dem Aufbruch eines α-Clusters verbundenen ^{3}He-, t- und 3-Teilchenzerfallsschwellen dicht beieinander. In allen Fällen zeigte sich, daß die Form der Winkelverteilungen energieunabhängig wird, d.h. die Reaktion überwiegend direkt verläuft, wenn gilt: $E^{*}_{comp} > B^{\alpha}_{comp} + 20$ MeV. Außerdem stimmt der bei ^{27}Al(p,α)^{24}Mg aus der Fluktuationsanalyse gefundene "kritische" Wert von $E^{*}_{comp} = 30$ MeV mit diesem Ergebnis sehr gut überein.

Für (p,α)-Reaktionen mit nicht-α-artigen Zwischenkernen sind Fluktuationsanalysen bisher nicht bekannt. Bei diesen Reaktionen sind ^{3}He- und t-Emission nicht notwendig mit einem α-Cluster-Aufbruch korreliert, d.h. die ^{3}He- und t-Schwellen öffnen sich z.T. unterhalb der α^{*}-Energie. Danach wird auch hier gelten, daß die Emission eines α^{*}, das dann sofort in t+p zerfällt, einen wesentlichen Konkurrenzprozess zur α-Emission darstellt, d.h. man kann erwarten, daß auch bei diesen Kernen die (p,α)-Reaktionen erst dann als überwiegend direkte Reaktionen verlaufen, wenn der α^{*}-Kanal offen ist. Da in diesen Fällen die α^{*}-Schwelle nicht notwendig mit anderen Einteilchenemissionsschwellen korreliert ist, kann man allerdings nicht erwarten, daß der Übergang zur energieunabhängigen Form der Winkelverteilung so plötzlich erfolgt wie bei (p,α)-Reaktionen mit α-artigen Zwischenkernen. Dieser Übergang wird sich vielmehr allmählich und über einen größeren Energiebereich hinweg erstrecken.

VII. Diskussion der Winkelverteilungen

1. Das Direktreaktionsgebiet

Im folgenden sollen die Winkelverteilungen der untersuchten Reaktionen im Hinblick auf den Reaktionsmechanismus diskutiert werden.

Betrachtet man die Winkelverteilungen der (p,α)-Grundzustandsübergänge an ^{9}Be in Abb. 9, so findet man für alle Energien $E_p \geqq 18{,}6$ MeV eine ähnliche und nur schwach von der Energie abhängige Form, die sich bereits bei $E_p = 15{,}6$ MeV andeutet. Der Vergleich mit den Zerfallskanälen des Zwischenkerns ^{10}B in Abb. 19 zeigt, daß alle Zweiteilchenkanäle bei $E^* = 20$ MeV $\triangleq E_p \approx 15$ MeV bereits offen sind und daß die im letzten Abschnitt diskutierte α^*-Schwelle bei $E_p = 19{,}98$ MeV liegt (s. Tabelle 2). Aufgrund der Energieabhängigkeit der Winkelverteilung kann man davon ausgehen, daß die Reaktion $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li_{g.s.}$ für Energien $E_p \geqq 20$ MeV überwiegend als Direktreaktion verläuft. Für den α_1- und α_2-Übergang gilt diese Aussage sicher für Einschußenergien $E_p > 30$ MeV. Für den α_2-Übergang ließ sich die Winkelverteilung bei $E_p = 22{,}5$ MeV nicht auswerten.

Für den Grundzustandsübergang läßt die Form der Winkelverteilung mit ihrem ausgeprägten Rückwärtsanstieg auf eine Überlagerung von verschiedenen Direktreaktionsmechanismen schließen. Dies zeigen auch die Rechnungen von De Vries /5/ und Gambarini /7/. Bei 45 MeV wurde von de Vries der Verlauf der Winkelverteilung mit einer DWBA-Rechnung gut gefittet. Dabei wurden die Reaktionsmechanismen PU und HPPU gerechnet.

Gambarini nähert die gemessenen Winkelverteilungen bei E_p = 38 MeV mit einer PWBA-Rechnung unter der Annahme eines Knock-out und eines HPPU-Prozesses an.

Für die Reaktion $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ liegen im untersuchten Energiegebiet bisher keine Messungen anderer Autoren vor. Messungen bei niedrigeren Energien /14/ zeigen für den Grundzustandsübergang, daß sich die Form der Winkelverteilung Abb. 10 im Energieintervall zwischen 13 und 15 MeV nur sehr wenig ändert. Jedoch deutet sich schon bei 15 MeV ein Vorwärtsanstieg an, der bei höheren Energien stärker ausgeprägt ist. Die Winkelverteilung zeigt bei 22,5 MeV eine ausgeprägte Diffraktionsstruktur mit einem starken Rückwärtspeak bei 150^{o}, der zu höheren Energien kleiner wird, während das Maximum bei 30^{o} zunehmend ausgeprägter erscheint. Dies läßt, in Übereinstimmung mit dem Zerfallsschema des Zwischenkerns ^{11}C(Abb. 20), darauf schließen, daß die Reaktion für Energien $E_p \geq$ 22,5 MeV überwiegend als direkte Reaktion verläuft. Die Form der Winkelverteilung läßt sich auch bei Energien oberhalb 26 MeV, wegen des ausgeprägten Rückwärtspeaks sicher nicht mit einem einzigen Direktreaktionsmechanismus beschreiben.

Für die in Vorwärtsrichtung gemessenen Übergänge zu den beiden ersten angeregten Zuständen von ^{7}Be findet man bei den Energien E_p = 22,5 und 31 MeV eine jeweils ähnliche Form der Winkelverteilung. Auch diese Übergänge verlaufen demnach im untersuchten Energiegebiet über einen überwiegenden Direktrekationsmechanismus.

Betrachtet man für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ die in Abb. 11

eingezeichneten Winkelverteilungen der Übergänge zum 3^+ Grundzustandsniveau von ^{10}B zusammen mit dem Niveauschema des Zwischenkerns ^{14}N und seinen möglichen Zerfallskanälen in Abb. 21, so fällt auf, daß auch bei diesem Kern oberhalb der α^*-Schwelle, d.h. in diesem Fall oberhalb von ca. 26 MeV die Winkelverteilungen ihre Form nicht mehr wesentlich verändern. Der bei höheren Energien ausgeprägte Vorwärtsanstieg, der auf einen PU oder KO-Prozess schließen läßt, deutet sich bereits bei 20 MeV an, während bei 18 MeV bei kleinen Winkeln ein Minimum zu beobachten ist.

Für die Übergänge zu den angeregten Zuständen (Abb. 13) findet man, daß die Winkelverteilungen für die (p,α_1)-Reaktion im gesamten untersuchten Energiegebiet und für die (p,α_2)-Reaktion mindestens für Energien oberhalb 31 MeV energieunabhängig sind.

Beim ^{14}N-Targetkern zeigt die Winkelverteilung (Abb. 12) des (p,α)-Grundzustandsübergangs in Vorwärtsrichtung für alle untersuchten Energien einen ausschließlich direkten Verlauf. Das ist in Übereinstimmung mit dem Zerfallsschema (Abb. 22), aus dem ersichtlich ist, daß bei $E_p \approx 25$ MeV alle wesentlichen Zerfallskanäle offen sind. Die Form der Winkelverteilungen ist in Übereinstimmung mit den Messungen von Pignanelli /9/ et. al., die im gleichen Energiebereich, aber bei anderen Energien die Wirkungsquerschnitte gemessen haben. Für die Übergänge zu angeregten Zuständen (Abb. 14) konnte nur der α_1-Übergang ab 22,5 MeV ausgewertet werden. Auch hier ist die Form derWinkelverteilung energieunabhängig.

Faßt man die gefundenen Ergebnisse zusammen, so kann man feststellen, daß die untersuchten Kernreaktionen überwiegend

über einen Direktreaktionsmechanismus verlaufen, wenn die Anregungsenergie des Zwischenkerns zwischen etwa 25 und 30 MeV liegt. Das stimmt überein mit der füher gewonnenen Aussage, daß (p,α)-Reaktionen an leichten Targetkernen, die zu α-artigen Zwischenkernen führen, überwiegend über einen Direktreaktionsmechanismus verlaufen, wenn die α^*-Schwelle offen ist. In Tabelle 2 sind die zugehörigen Anregungsenergien im Zwischenkern und die dazugehörigen Einschußenergien im Protonenkanal berechnet. Sie liegen je nach Targetkern zwischen etwa 12 und 30 MeV. Damit wird verständlich, daß die Winkelverteilungen von (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen in diesem mittleren Energiegebiet zwischen 10 und 30 MeV Einschußenergie eine von Targetkern zu Targetkern stark wechselnde Energieabhängigkeit zeigen, da die entsprechenden Anregungsenergien völlig unterschiedlich sind. Es ist aber zu erwarten, daß die (p,α)-Reaktionen an allen leichten Kernen für Energien E_p > 30 MeV über einen direkten Reaktionsmechanismus ablaufen.

Tabelle 2: Schwellenwerte für den α^*-Kanal

Reaktion	E^*/MeV	E_p/MeV
$^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$	24,5	20,0
$^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$	27,6	20,9
$^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$	27,4	12,4
$^{12}C(p,\alpha)^{9}B$	29,5	29,9
$^{13}C(P,\alpha)^{10}B$	31,6	26,0
$^{14}N(p,\alpha)^{11}C$	30,2	24,7
$^{15}N(p,\alpha)^{12}C$	27,1	16,5
$^{16}O(p,\alpha)^{13}N$	25,8	26,8
$^{19}F(p,\alpha)^{16}O$	24,8	12,5

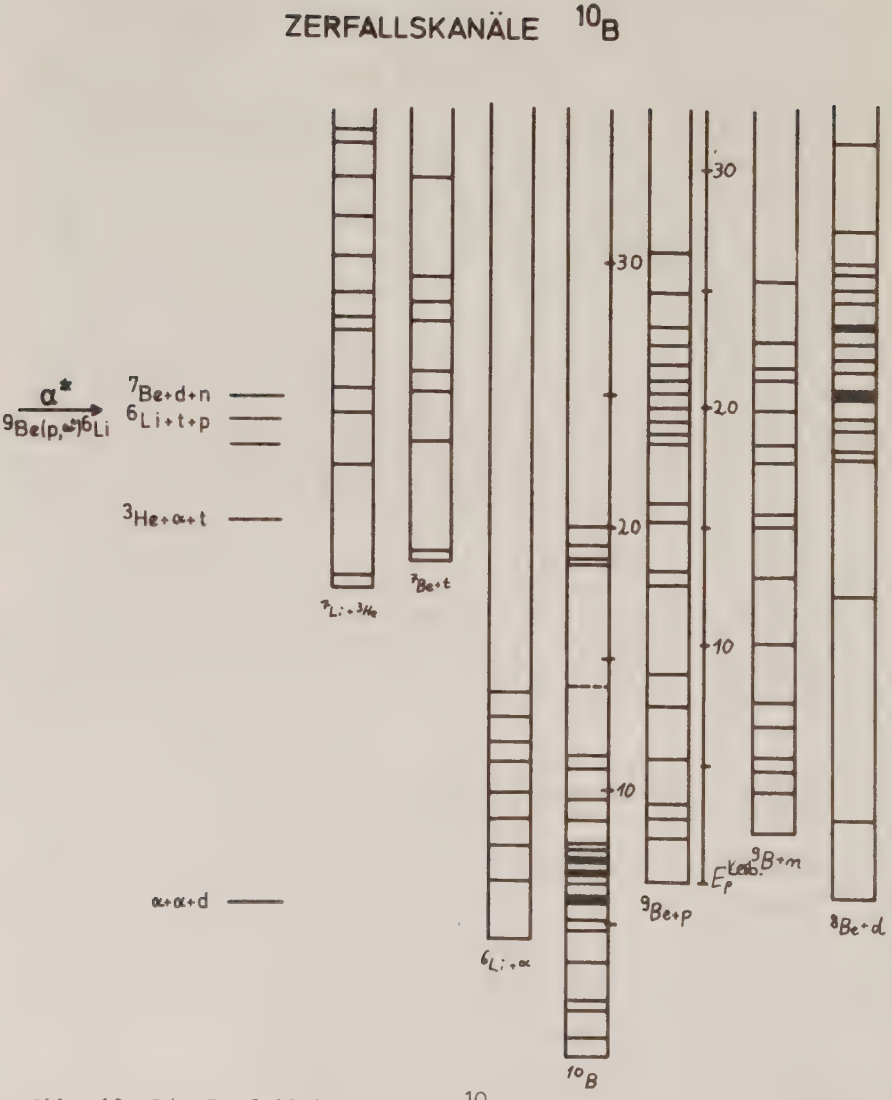


Abb. 19: Die Zerfallskanäle des ^{10}B-Kerns

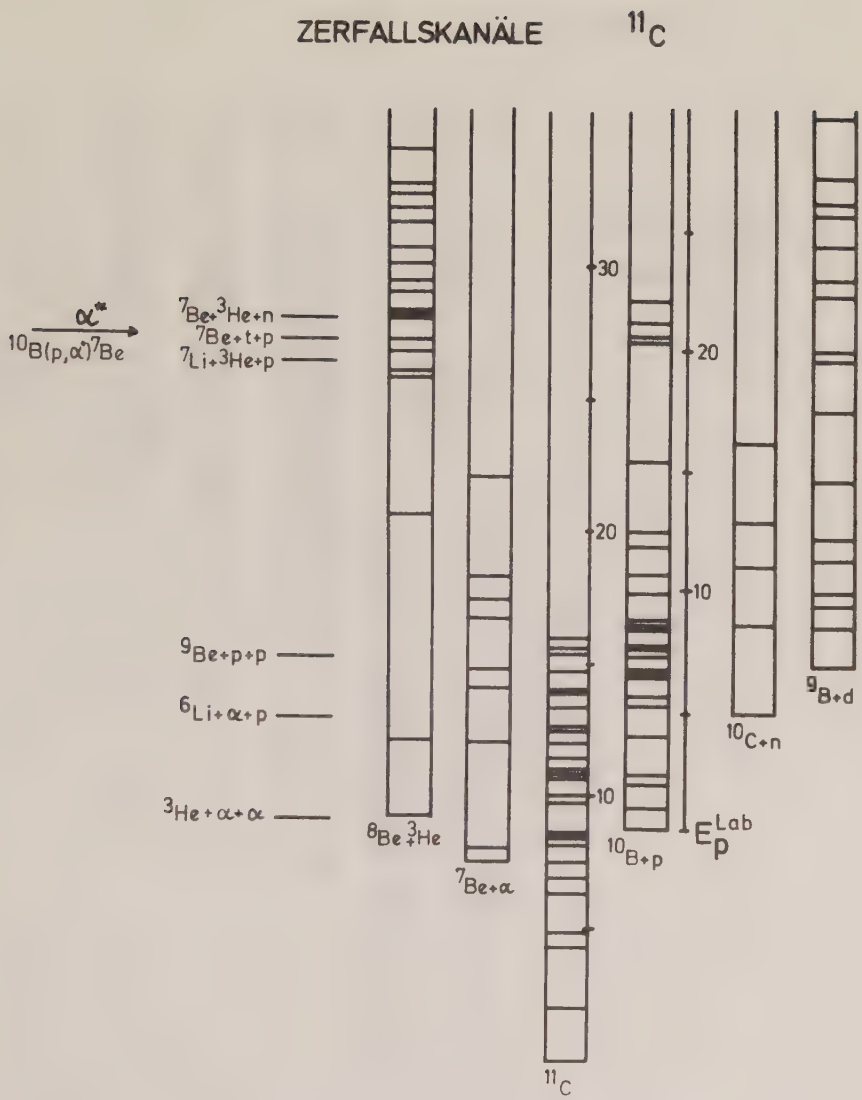


Abb. 20: Die Zerfallskanäle des ^{11}C-Kerns

Abb. 21: Die Zerfallskanäle des ^{14}N-Kerns

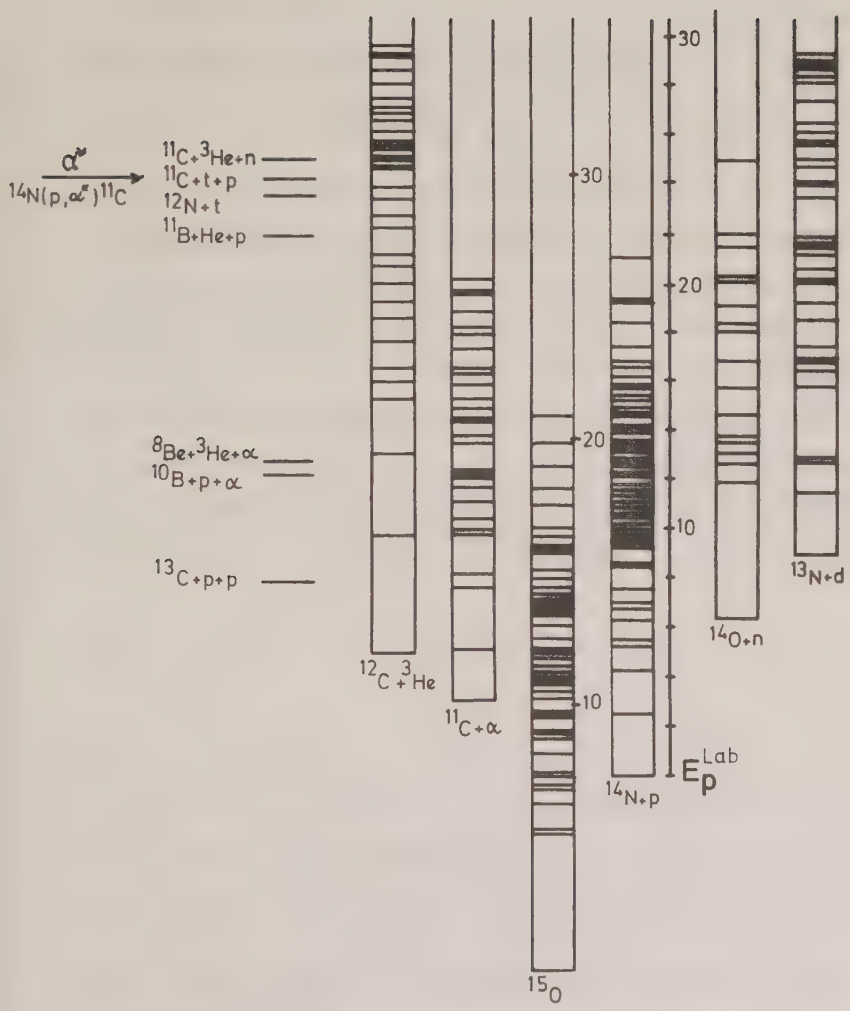


Abb. 22: Die Zerfallskanäle des ^{15}O-Kerns

2. DWBA-Rechnungen

Aufgrund der vorhergehenden Untersuchungen der Winkelverteilungen kann man davon ausgehen, daß bei Protoneneinschußenergien von E_p >30 MeV die (p,α)-Reaktionen an den vorliegenden Kernen überwiegend als direkte Prozesse verlaufen. Dies hätte eine DWBA-Analyse der Winkelverteilungen nahegelegt. Einer solchen Analyse standen jedoch folgende Schwierigkeiten entgegen:

1) Aus den Winkelverteilungen von ^{9}Be- und ^{10}B(p,α)-Reaktionen kann man schließen, daß sich bei diesen Kernen mehrere Direktreaktionsmechanismen überlagern. Wie bereits erwähnt, haben PBWA- und DWBA-Rechnungen im Falle des ^{9}Be diese Aussage bestätigt.

2) Da die Targetkerne bzw. die Restkerne bei den vorliegenden Reaktionen zum Teil höhere Kernspins haben, sind für den Übergang zu einem Restkernniveau jeweils mehrere Drehimpulsüberträge j möglich, d.h. in der Gleichung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_j \Big| \sum_{ls} A_{lsj}\, \beta_{sj} \Big|^2$$

muß über mehrere j summiert werden. Allerdings überlagern sich die Quadrate aus den Produkten der spektroskopischen Amplituden A_{lsj} mit den "reduzierten Amplituden" β_{sj} inkohärent, da zu jedem möglichen j-Wert nur ein l-Wert gehört. (Siehe Tab. 3 in Kap. IX). Dies bedeutet, daß zwar keine Interferenzen zwischen Amplituden mit gleichem j und verschiedenem l auftreten können, sich aber der experimentell gemessene Wirkungsquerschnitt σ_{exp} aus einer Summe von gerechneten Wirkungsquerschnitten $S_j \cdot \sigma_{j,DWBA}$ zusammensetzt.

3) Zur Durchführung einer DWBA-Analyse benötigt man die Kenntnis der Optischen Potentiale von Eingangs- und Ausgangskanal. Insbesondere die α-Potentiale sind aber außerordentlich unsicher und in ihren Auswirkungen auf die Form der Winkelverteilungen und den Wert des integrierten Wirkungsquerschnitts sehr empfindlich.
Insbesondere wegen dieser letzten Schwierigkeit wurde auf DWBA-Rechnungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit verzichtet. Es wird einer weiteren Untersuchung überlassen, eine systematische Analyse von α-Potentialen an leichten Kernen durchzuführen und Potentialparameter zu gewinnen, die es ermöglichen, die Meßdaten an verschiedenen Kernen, wie sie in dieser Arbeit gemessen wurden, miteinander vergleichen zu können. Darüberhinaus hat die weitere Auswertung gezeigt, daß es durchaus möglich ist, für die (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen spektroskopische Aussagen auch ohne DWBA-Rechnungen zu gewinnen, (s. Kap. IX).

VIII. Energie- und Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

1. Die Energieabhängigkeit

Für die Energieabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte war als Ergebnis gefunden worden (s. Kap.V, Abb. 15 - 17), daß die Werte einer Gesetzmäßigkeit gemäß

$$\sigma_{int} \sim E^{-n}$$

gehorchen. Diese Abhängigkeit war für die (p,α)-Reaktionen an den Kernen ^{9}Be, ^{11}B, ^{12}C, ^{15}N, ^{16}O und ^{19}F bereits von Guazzoni et. al. /8/ gefunden worden, wobei der Exponent n für die einzelnen Targetkerne eine charakteristische Konstante darstellt. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß der Exponent n auch für die verschiedenen Übergänge zum gleichen Restkern sehr unterschiedlich sein kann. Ein extremes Beispiel bilden die Übergänge am Targetkern ^{15}N:

$$^{15}N(p, \alpha_o)^{12}C \;:\; \sigma \sim E^{-4,7}$$
$$^{15}N(p, \alpha_1)^{12}C \;:\; \sigma \sim E^{-2,5}$$

Guazzoni et. al. haben versucht, diese Energieabhängigkeit unter Zuhilfenahme verschiedener Kernreaktionsmechanismen zu analysieren. Es wurden Rechnungen im Compoundkernmodell für verschiedene Level-Dichte-Parameter a durchgeführt. Die Rechnungen lieferten einen wesentlich stärkeren Abfall der Wirkungsquerschnitte mit der Energie als das Experiment, außer bei Übergängen, bei denen ein direkter Reaktionsmechanismus verboten oder stark behindert ist. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Überlegungen zum Direktreaktionsmechanismus in Kap. VI.6 dieser Arbeit.

Beim Versuch, die Energieabhängigkeit im direkten Reaktionsmodell mit Hilfe von DWBA-Rechnungen zu berechnen, treten die gleichen Schwierigkeiten auf, die im Zusammenhang mit möglichen DWBA-Rechnungen in Kap. VII.2 dieser Arbeit geschildert wurden. Nach Guazzoni et. al. /8/ war es je nach Wahl der optischen Potentiale möglich, Energieabhängigkeiten zwischen E^{-1} und E^{-3} zu erhalten.

Eine Rechnung im Precompound-Modell von Griffin /31/ war zwar in der Lage, die beobachtete Energieabhängigkeit zu reproduzieren, die Autoren betrachten dieses Ergebnis aber weniger als Test für die Richtigkeit des Griffin-Modells, sondern mehr als ein Anzeichen dafür, daß bei den Mehrteilchentransferreaktionen Mehrstufenprozesse eine wichtige Rolle spielen. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Pignanelli et. al. /9/ bei der Analyse der Energieabhängigkeit von 2-Nukleonen-Transferreaktionen.

Bei der Untersuchung der (p,α)-Reaktionen an den Kernen ^{11}B und ^{19}F kamen Buck /28/ und Stäbler /27/ zu dem Ergebnis, daß sich bei diesen Reaktionen die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte durch eine Ein-Stufen-DWBA-Rechnung reproduzieren läßt. Da in beiden Fällen der Targetkern aus einem α-artigen Core und einem t-Cluster besteht, finden hier bei der (p,α)-Reaktion allerdings auch nur sehr geringe Umordnungsprozesse statt.

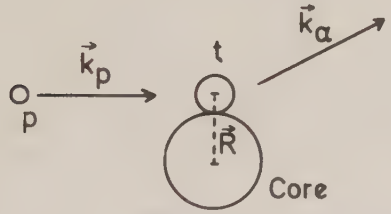
2. Die Massenabhängigkeit: Der "gerade-ungerade Effekt"

Frühere Messungen von (n,α)-Reaktionen an leichten Kernen /32/ bei Energien von 14 MeV haben gezeigt, daß die Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge deutlich von der Massenzahl des Targetkerns und vom Q-Wert der Reaktion abhängen. Besonders stark sind die Übergänge für α-Clusterkerne wie ^{12}C und ^{16}O. Dieser Zusammenhang wurde von Klabes /33/ et. al. auch für (d, α)-Reaktionen bei 14 MeV im Gebiet der p-Schale nachgewiesen. Takamatsu /34/ nannte diese Massenabhängigkeit "gerade-ungerade Effekt". Klabes gibt als Ursache dafür, bei Annahme eines direkten Prozesses, die bei verschiedenen Kernen unterschiedlich gute Anpassung des Drehimpulsübertrages vom Eingangs- zum Ausgangskanal an die Drehimpulsänderung zwischen Target- und Restkern an. Eine Drehimpulsfehlanpassung bewirkt eine geringere Überlappung der Wellenfunktionen von Eingangs- und Ausgangskanal und damit eine Verkleinerung des Wirkungsquerschnitts. Für die (p,α)-Reaktionen ist eine ähnliche Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei Energien um 14 MeV ebenfalls seit längerem bekannt /35/.

Auch bei diesen Reaktionen findet man eine Korrelation zwischen dem integrierten Wirkungsquerschnitt und der Anpassung der Drehimpulse. Abb. 23 zeigt die integrierten Wirkungsquerschnitte bei 14 MeV und die unter einem Winkel von 30^{o} übertragenen Drehimpulse bei 14 und 45 MeV. Die Fehlanpassung ergibt sich aus der Differenz der übertragenen Drehimpulse L' und der Drehimpulsänderung L zwischen Target- und Restkern.

Letzere wird durch die Auswahlregeln bestimmt. Sie liegt für (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale zwischen ħ und 3 ħ. Die halbklassische Rechnung für den bei einer PU-Reaktion übertragenen Drehimpuls $\vec{L}'$ ergibt sich nach der Gleichung:

$$\left|\vec{L}'\right| = \left|\frac{M_R}{M_T}\vec{L}_p - \vec{L}_\alpha\right| = \left|\left(\frac{M_R}{M_T}\vec{k}_p - \vec{k}_\alpha\right) \times \vec{R}\hbar\right|$$



Dabei sind M_R und M_T die Massen des Restkerns und des Targetkerns, $\vec{k}_p$ bzw. $\vec{k}_\alpha$ sind die Wellenvektoren des einlaufenden Protons bzw. des auslaufenden α-Teilchens. $\vec{R}$ ist der Radius des Kerns. Die unterschiedliche Anpassung der L-Werte bei verschiedenen Reaktionen resultiert hautpsächlich aus den verschiedenen Q-Werten. Da die Masse des auslaufenden α-Teilchens größer ist als die des einlaufenden Protons, hat es bei gleicher Energie einen weitaus höheren Impuls. Bei negativem Q-Wert ist jedoch die α-Energie niederer als die Protoneneinschußenergie, wodurch die Impulse zwischen einlaufendem Proton und auslaufendem α-Teilchen besser angepasst sind, während mit steigendem Q-Wert sich die Anpassung verschlechtert. Diese Erklärung des gerade-ungerade Effekts als Folge der Drehimpulsfehlanpassung geht davon aus, daß die (p,α)-Reaktion bei 14 MeV überwiegend als direkter Prozess abläuft. Wie in Kap. VII. gezeigt wurde, ist dies bei den vorliegenden Reaktionen aber nicht generell der Fall. Für die Compoundanteile

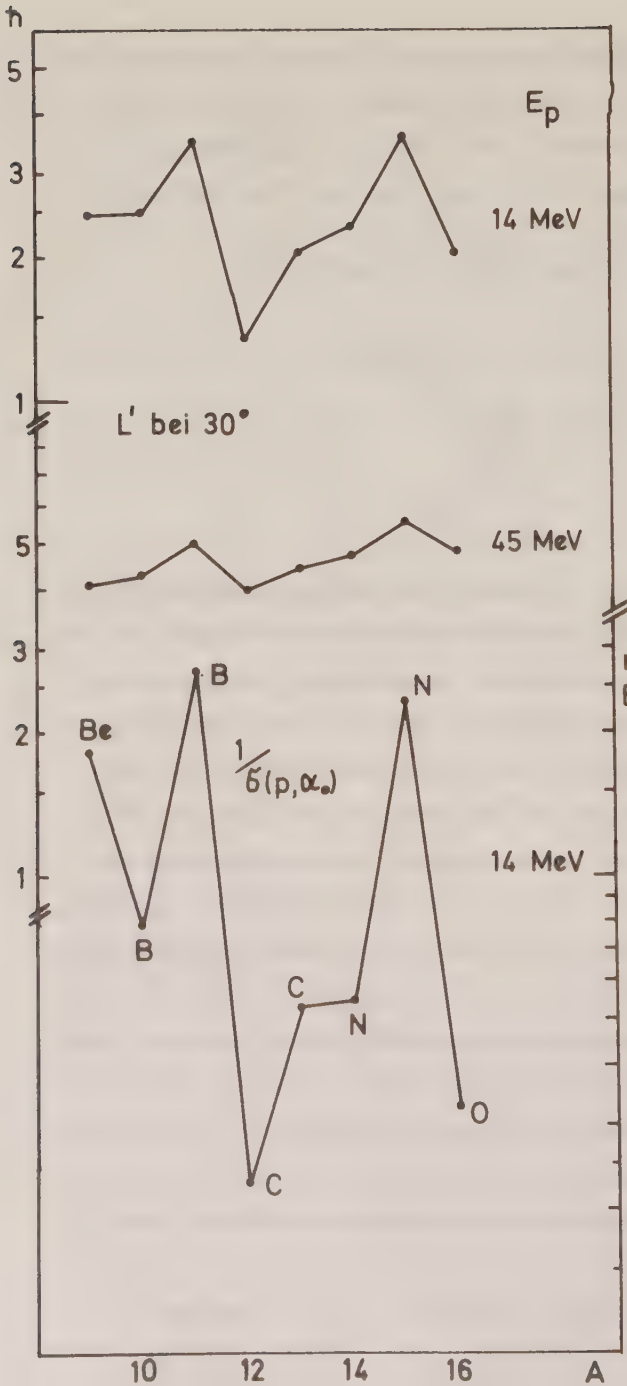


Abb. 23: Drehimpulsübertrag und integrierter Wirkungsquerschnitt für (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale

der Reaktionen ergibt sich jedoch aus der Hauser-Feshbach-Theorie /36/ ebenfalls eine Erklärung für den geringeren Wirkungsquerschnitt bei Reaktionen mit positivem Q-Wert: Nach Hauser-Feshbach ist der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion umgekehrt proportional zur Summe der Transmissionskoeffizienten aller möglichen Ausgangskanäle:

$$\sigma \sim \frac{1}{\sum_k T_k}$$

Die Summe $\sum_k T_k$ ist proportional zu $e^{\frac{E^*}{\Theta}}$ wobei Θ die mittlere Kerntemperatur ist und E^* die Anregungsenergie im Zwischenkern. Da $E^* = E_p + B_p$ ist und $Q = B_p - B_\alpha$ kann man schreiben $E^* = E_p + Q + B_\alpha$. Für eine konstante Einschußenergie von E_p = 14 MeV und eine nahezu gleiche α-Bindungsenergie bei den vorliegenden Kernen von etwa 7 MeV, kann man schreiben:

$$\ln\sigma \sim - Q$$

Bei höheren Energien, bei denen der direkte Prozess überwiegt, kann jedoch die Hauser-Feshbach-Rechnung außer acht gelassen werden. Für die Anpassung der L-Werte beim direkten Prozess verliert der Q-Wert bei höheren Energien an Bedeutung. Dies zeigt der Verlauf der L'-Werte bei 45 MeV in Abb. 23. Bei dem vermuteten Zusammenhang müßten sich also mit steigender Protoneneinschußenergie die integrierten Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionen angleichen. Dies bedeutet andererseits, daß der Abfall des integrierten Wirkungsquerschnitts mit steigender Einschußenergie bei Kernen mit kleinerem Wirkungsquerschnitt bzw. positivem Q-Wert schwächer sein müßte als bei denjenigen mit größerem W.Q.

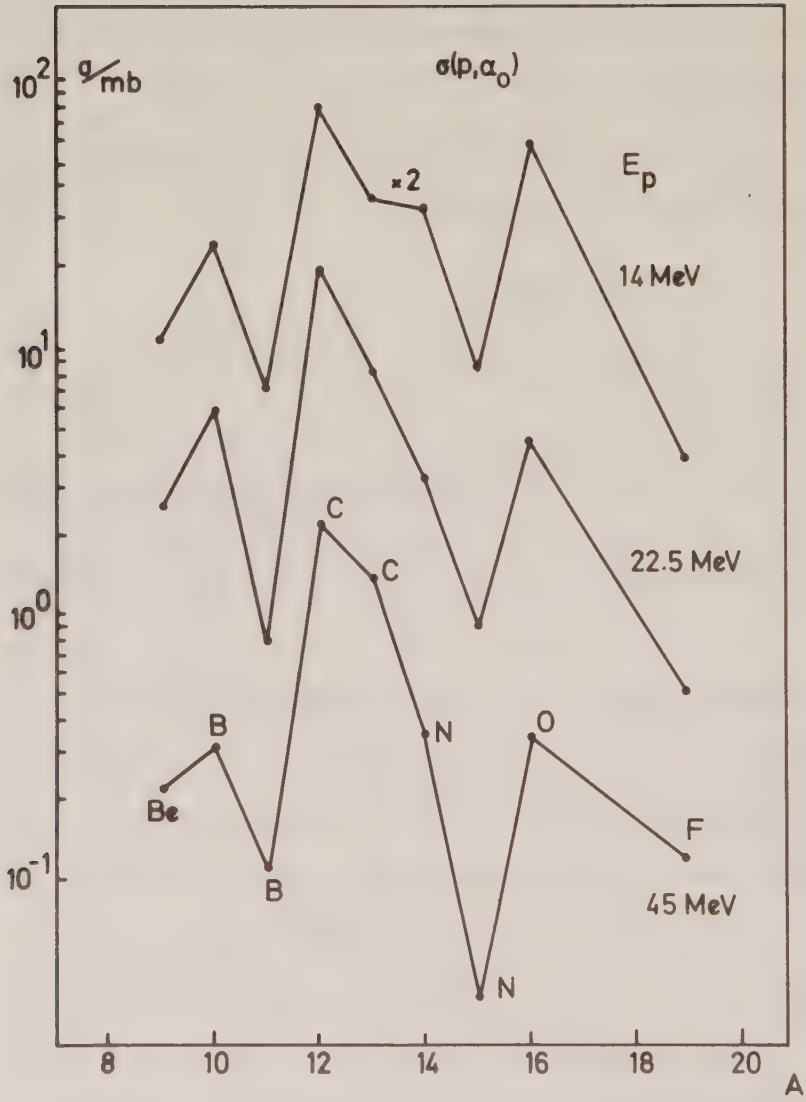


Abb. 24: Integrierter Wirkungsquerschnitt bei E_p = 14; 22,5; und 45 MeV

und negativem Q-Wert. Abb. 15 und 16, in denen die integrierte W.Q. als Funktion der Einschußenergie in der Reihenfolge ihrer (p,α)-Q-Werte aufgezeichnet sind zeigen jedoch, daß dieses erwartete Verhalten nicht auftritt, sonst müßte der exponentielle Abfall der Geraden von oben nach unten geringer werden. Insbesondere der kleine Wirkungsquerschnitt von $^{15}N(p,\alpha)^{12}C$ fällt mit einem Exponenten von -4,7 besonders stark ab. Das gleiche Bild ergibt sich, wenn man die integrierten Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Energien zwischen 14 und 45 MeV vergleicht (Abb. 24). Die Unterschiede im Verhältnis der integrierten W.Q. bleiben nicht nur über den ganzen Energiebereich erhalten, sondern sie werden sogar erheblich größer. So ist z.B. bei 14 MeV der integrierte (p,α)-W.Q. von ^{12}C ca. 10 mal so groß wie der von ^{15}N. Bei 45 MeV ist dieses Verhältnis auf ca. 50 angewachsen. Damit gibt die Drehimpulsfehlanpassung bei direktem Reaktionsablauf sicherlich nicht die richtige Erklärung des gerade-ungerade Effektes. Die beobachtete Massenabhängigkeit des (p,α)-Wirkungsquerschnitts an leichten Kernen muß ein Kernstruktureffekt sein. Den Einfluß der Kernstruktur auf den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion beschreiben, wie in Kap. VI.2 ausgeführt, die spektroskopischen Faktoren.

IX. Spektroskopische Aussagen

1. Spektroskopische Faktoren für den 3-Teilchen-Transfer

Für die vorliegenden Reaktionen wurden von Kurath und Millener /37/ spektroskopische Faktoren berechnet. Für den Triton-pick-up-Prozess wurde das Triton als Spin $^1/_2$-Teilchen im Os-Grundzustand angenommen. Die Kernzustände wurden im Schalenmodell mit harmonischen Oszillatorwellenfunktionen beschrieben, wobei für die Kerne mit $A \leq 9$ ein jj-kopplungs-Potential und für die Kerne mit $A \geq 10$ ein Potential mit LS-Kopplung verwendet wurde. Zur Berechnung der Spektroskopischen Faktoren wurden die Wellenfunktionen von Cohen und Kurath /38/ verwendet.

Die spektroskopischen Faktoren für die in dieser Arbeit ausgewerteten Reaktionen an Kernen der 1p-Schale sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

2. Vergleich mit den experimentellen Werten für die einzelnen Kerne

Wie in Kap. VI. ausgeführt wurde, zeigen PU-Reaktionen Winkelverteilungen mit starkem Vorwärtsanstieg. Sollen nun die Wirkungsquerschnitte mit den berechneten spektroskopischen Faktoren für PU-Reaktionen verglichen werden, so müssen Beiträge von heavy-particle-Reaktionen unberücksichtigt bleiben. Da die HP-Reaktionen in ihren Winkelverteilungen einen starken Rückwärtsanstieg zeigen, wurden die spektroskopischen Faktoren mit den integrierten Wirkungsquerschnitten von 0- 90^o verglichen.

Aufgrund der Kernspinwerte im Anfangs- und Endzustand, tragen zu den meisten untersuchten Übergängen, wie bereits in

Abschnitt VII.2 begründet wurde und wie man auch der Tabelle 3 für die spektroskopischen Faktoren entnehmen kann, mehrere Drehimpulstransfers j bei. Es besteht deshalb unter den gegebenen Umständen nur die Möglichkeit, die experimentellen Werte mit dem für einen Übergang größten spektroskopischen Faktor S_j oder mit der Summe $S = \sum_j S_j$ zu vergleichen. Abb. 25 zeigt den Vergleich der $S = \sum_j S_j$ für einen Übergang mit den in Vorwärtsrichtung integrierten Wirkungsquerschnitten σ_{0-90^o} bei E_p = 41 MeV. Dabei ist für jeden einzelnen Kern die Summe der spektroskopischen Faktoren auf die Summe der integrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{i,0-90^o}$ normiert.
Wie man der Abb. 25 entnehmen kann, ist die Übereinstimmung zwischen den (rel.) Wirkungsquerschnitten und den spektroskopischen Faktoren S für die einzelnen Übergänge ausgezeichnet. Aus dieser Übereinstimmung kann man zwei Schlüsse ziehen:

1) Daß die verwendeten Schalenmodellwellenfunktionen und die Berechnung der spektroskopischen Faktoren für die Beschreibung der PU-Reaktionen dieser Kerne gut geeignet sind.

2) Daß der kinematische Anteil am Wirkungsquerschnitt nämlich die reduzierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{j,DWBA}$ für alle Restkernniveaus eines Kerns annähernd gleich sind, d.h. daß sie annähernd unabhängig von Anregungsenergie und Spin der Restkernniveaus sind.

Daraus kann gefolgert werden, daß für die Stärke der Übergänge zu den einzelnen Restkernniveaus die Nukleonenkonfiguration im Targetkern ausschlaggebend ist, während die unterschiedliche Drehimpulsanpassung und damit der übertragende Drehimpuls j keinen wesentlichen Einfluß haben. Modellrech-

Tabelle 3: Spektroskopische Faktoren für (p,α)-Reaktionen an ^{9}Be, ^{10}B, ^{13}C und ^{14}N

Targetkern	I^{π}	Restkern	E^{*}/MeV	I^{π}	S_j $P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$F_{5/2}$	$F_{7/2}$	$\sum_j S_j$
^{9}Be	$3^{-}/2$	^{6}Li	0	1^{+}	0,0347	0,0224	0,0009		0,058
			2,18	3^{+}		0,2850	0,0185	0,300	0,603
			3,56	0^{+}		0,0820			0,082
^{10}B	3^{+}	^{7}Be	0	$3^{-}/2$		0,0810	0,0713	0,2571	0,409
			0,43	$1^{-}/2$			0,0136	0,0037	0,017
			4,55	$7^{-}/2$	0,0034	0,5190	0,0283	0,8083	1,359
^{13}C	$1^{-}/2$	^{10}B	0	3^{+}			0,0017	1,0781	1,080
			0,72	1^{+}	0,0188	0,0020			0,021
			1,74	0^{+}	0,2392				0,239
			2,15	1^{+}	0,0328	0,0773			0,110
^{14}N	1^{+}	^{11}C	0	$3^{-}/2$	0,0001	0,0982	0,7647		0,863
			2,00	$1^{-}/2$	0,3719	0,0034			0,375
			4,30	$5^{-}/2$		0,1978	0,3302	0,1003	0,628

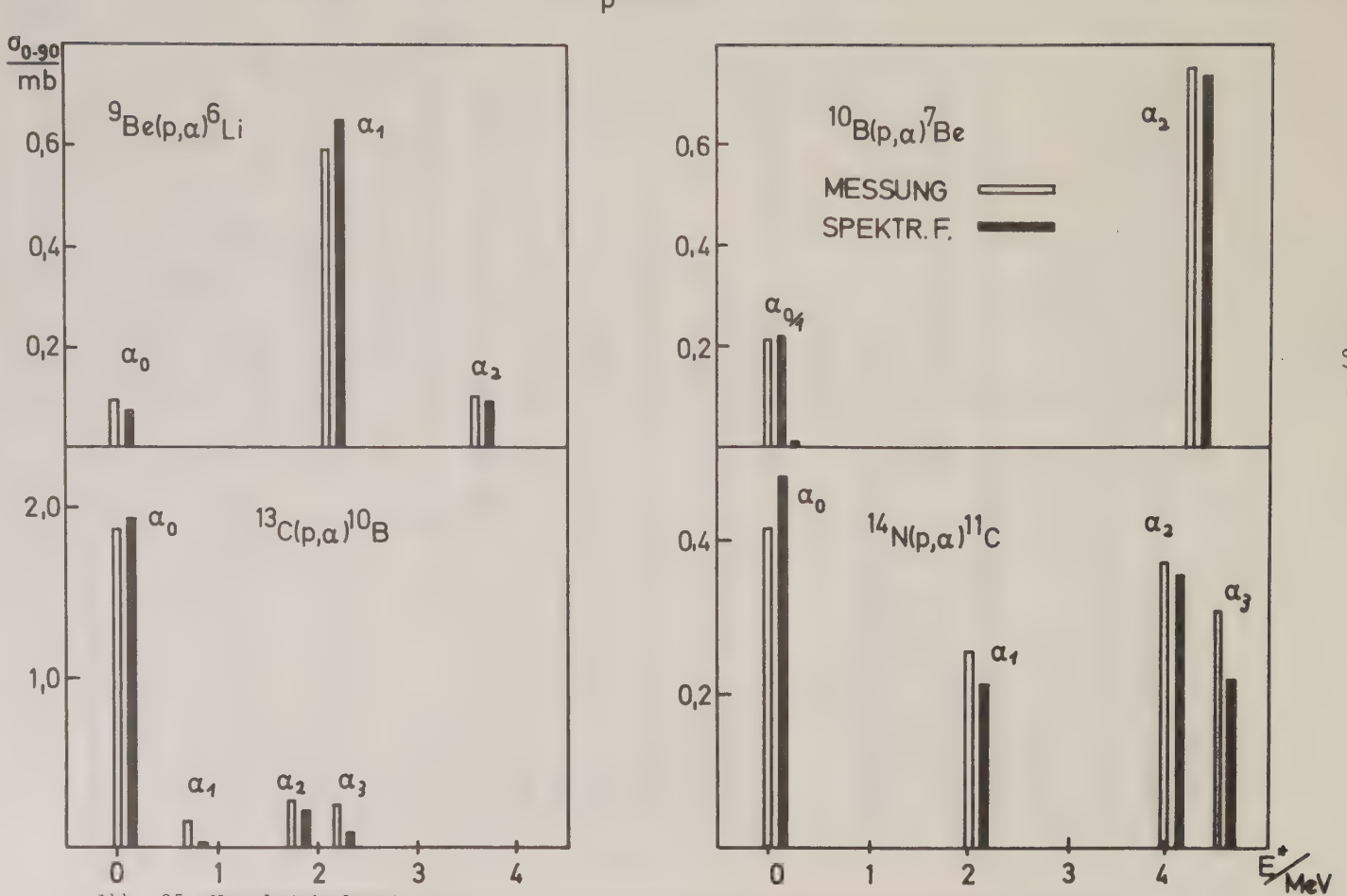


Abb. 25: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte mit den spektr. Faktoren

nungen von $\sigma_{j,DWBA}$ mit dem DWBA-code DWUCK in Zero-range-Näherung mit festgehaltenen Potentialparametern zeigen in der Tat, daß der Einfluß des übertragenen Drehimpulses j auf den Wert des integrierten Wirkungsquerschnitts klein ist /39/.

Bei kleineren Einschußenergien stimmt die Stärke der Übergänge weniger gut mit den spektroskopischen Faktoren überein. Offensichtlich ist hier die Annahme, daß die Reaktionen als reine Direkreaktionen verlaufen nicht mehr so gut erfüllt.

3. Energieabhängigkeit der (p,α)-Übergänge zu verschiedenen Restkernniveaus für die einzelnen Kerne

In Abschnitt VI.1 war gezeigt worden, daß bei Compoundkernreaktionen unter bestimmten Voraussetzungen, die im Falle der hier untersuchten Reaktionen erfüllt sind, für die Übergänge zum gleichen Restkern das 2I+1-Gesetz gilt. Um zu kontrollieren, ob sich der mit wachsender Energie zu erwartende Übergang vom überwiegenden Compoundkernmechanismus zum überwiegenden Direktreaktionsmechanismus auch an den Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Übergänge zum gleichen Restkern ablesen läßt, sind in Abb. 26 die relativen Stärken der Übergänge für Energien zwischen 14 und 41 MeV zwischen den statistischen Gewichten der 2I+1-Regel und den spektroskopischen Faktoren aufgezeichnet. Daraus ergibt sich insbesondere beim Targetkern ^{9}Be, aber auch bei den anderen Kernen, daß bei 14 MeV ein realtiv hoher Compoundanteil vorhanden sein muß, und dadurch die relative Stärke der Übergänge durch die 2I+1-Regel bestimmt ist. Mit steigender Energie und damit steigendem Direktreaktionsanteil wird die Übergangswahrschein-

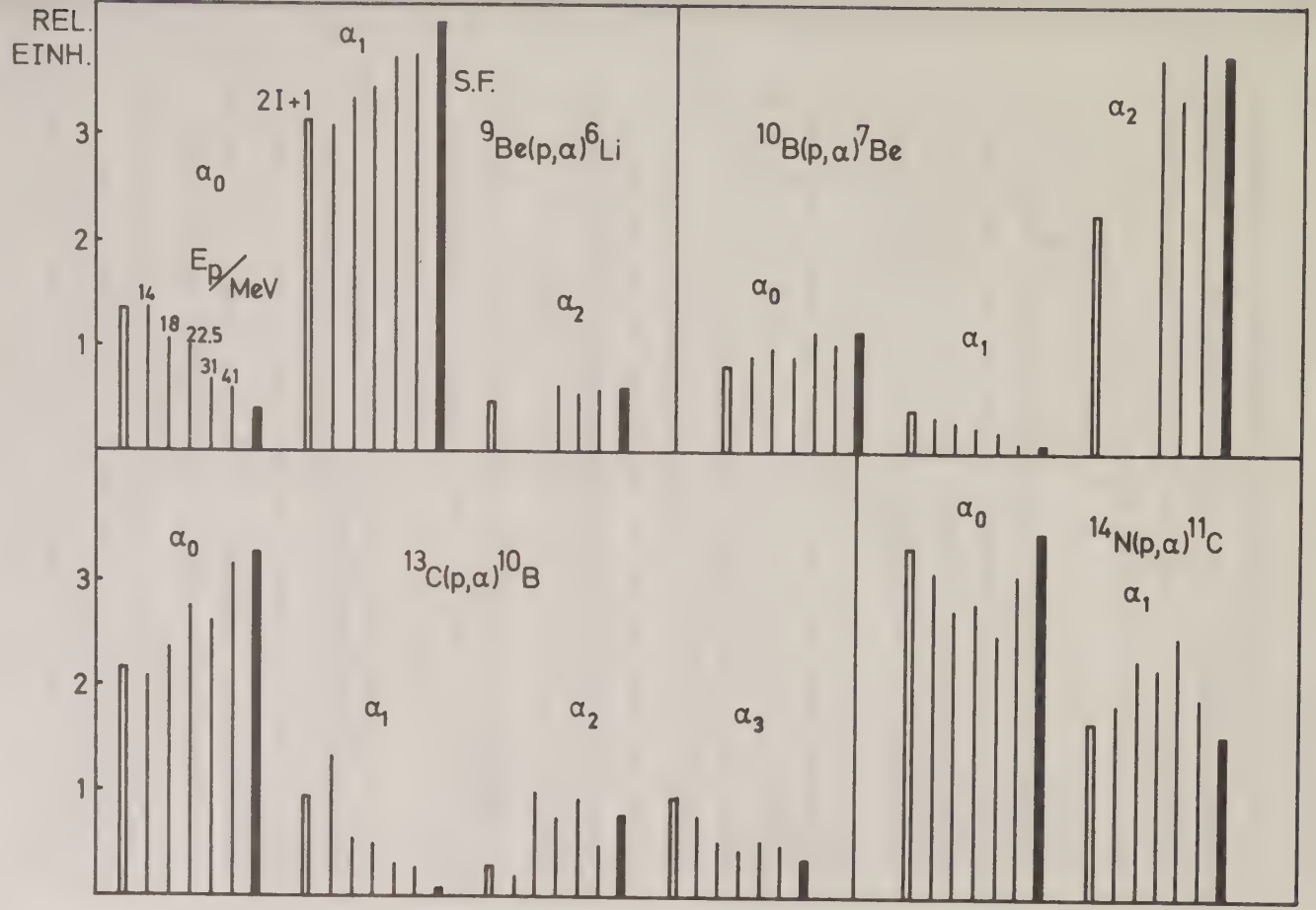


Abb. 26: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte mit der 2I+1-Regel und den spektroskopischen Faktoren.

lichkeit immer stärker durch die spektroskopischen Faktoren bestimmt. Dieses Verhalten erklärt damit auch die unterschiedliche Energieabhängigkeit von σ_{int} für die einzelnen Übergänge zum gleichen Restkern (Abb. 15 - 17).

4. "Gerade-ungerade-Effekt" und spektroskopische Faktoren

In Kap. VIII.2 wurde gezeigt, daß der mit dem Q-Wert korrelierte "gerade-ungerade-Effekt" nicht durch Drehimpulsfehlanpassung bzw. den DWBA-Wirkungsquerschnitt erklärt werden kann. Da die Stärke der Übergänge zu den verschiedenen Restkernniveaus eines Kerns recht gut mit den spektroskopischen Faktoren beschrieben werden kann (Abb. 25), liegt es nahe zu untersuchen, ob die Übergangswahrscheinlichkeit zu den Restkernniveaus verschiedener Kerne ebenfalls im wesentlichen nur von der Kernstruktur der jeweiligen Target- und Restkerne bestimmt wird. Dies würde bedeuten, daß der DWBA-Wirkungsquerschnitt zwar die Form der Winkelverteilung beschreibt, auf den Gesamtwirkungsquerschnitt jedoch nur einen geringen Einfluß hat. Ein Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte von $0 - 90^{\circ}$ für alle vorliegenden Kerne der 1p-Schale, bei einer Protoneneinschußenergie von 41 MeV, mit den spektroskopischen Faktoren für die PU-Reaktion in Abb. 27 zeigt, daß zwar die Übereinstimmung nicht mehr ganz so gut ist wie bei den Übergängen zu den verschiedenen Niveaus eines Kerns, daß jedoch die Verhältnisse zwischen den Kernen qualitativ recht gut wiedergegeben werden. Bei dieser Darstellung wurde die Summe der experimentellen Wirkungsquerschnitte auf die Summe der spektroskopischen Faktoren normiert. Die Werte für ^{9}Be blieben

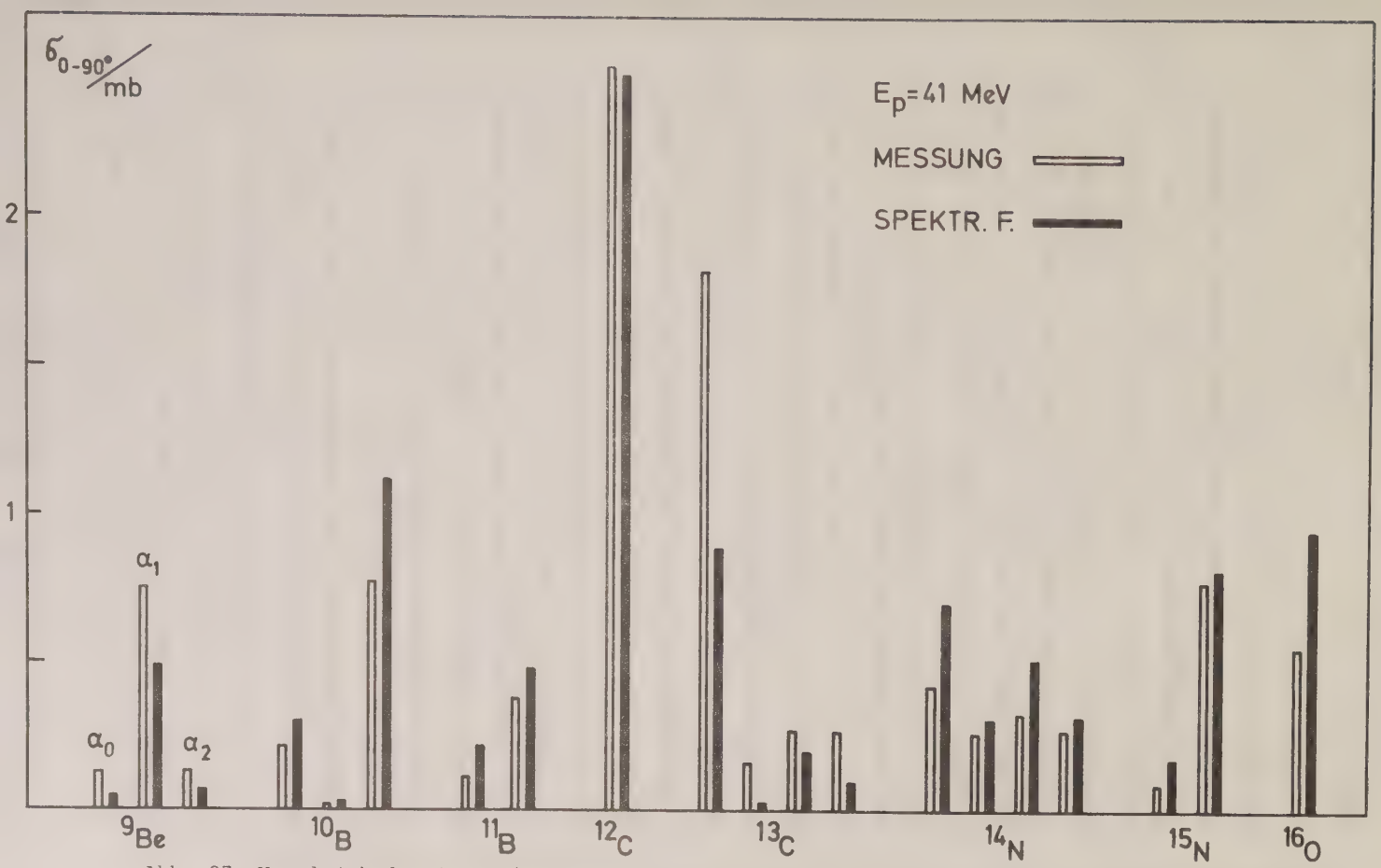


Abb. 27: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte aller Kerne mit ihren spektroskopischen Faktoren.

bei der Normierung unberücksichtigt, da hier von Kurath zur Berechnung der spektroskopischen Faktoren ein anderer Potentialansatz verwendet wurde, als bei den übrigen Kernen. Es fällt jedoch auf, daß der experimentelle Wirkungsquerschnitt bei ^{13}C etwa doppelt so hoch ist, wie nach dem spektroskopischen Faktor zu erwarten wäre. Dadurch wird das gesamte Bild etwas verzerrt. Alle anderen Kerne außer ^{9}Be zeigen einen kleineren Wirkungsquerschnitt als erwartet. Bei diesem Vergleich gehen jedoch zusätzlich noch die Fehler der Absolutwerte der gemessenen Wirkungsquerschnitte ein, die bei dem Vergleich der Übergänge zu verschiedenen Restkernniveaus eines einzelnen Kerns nicht berücksichtigt werden müssen. Zur genauen Kontrolle des hier geschilderten Sachverhalts empfielt sich deshalb eine erneute Messung mit Mischtargets aus Kernen der 1p-Schale mit bekannter relativer Zusammensetzung.

Aus dem in Abb. 27 dargestellten Ergebnis kann gefolgert werden, daß im Gebiet der 1p-Schale bei direktem Reaktionsablauf die Stärke der (p,α)-Reaktionen im wesentlichen vom spektroskopischen Faktor abhängig ist, während die Drehimpulsfehlanpassung den "gerade-ungerade-Effekt" nicht wiedergibt. Tatsächlich zeigt die Darstellung der spektroskopischen Faktoren zusammen mit den Wirkungsquerschnitten der Grundzustandsübergänge und den Q-Werten der Reaktion (Abb. 28) eine weitere Gesetzmäßigkeit. Die spektroskopischen Faktoren sind mit den Q-Werten der Reaktionen korreliert. Über diesen Zusammenhang lassen sich in der Theorie der direkten Reaktionen bisher noch keine schlüssigen Erklärungen finden.

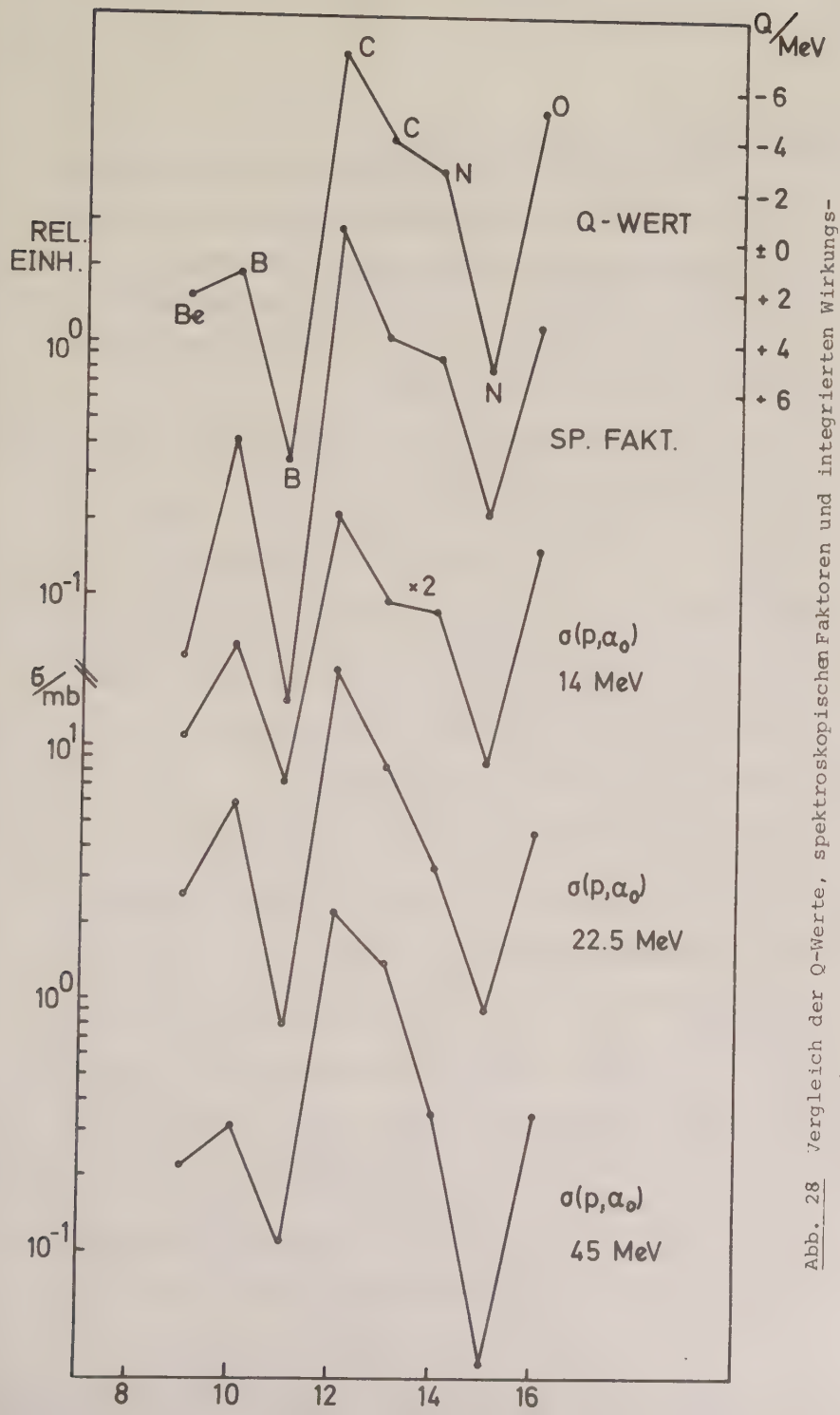


Abb. 28 Vergleich der Q-Werte, spektroskopischen Faktoren und integrierten Wirkungsquerschnitte σ_{0-90^0} bei 41 MeV

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gibt einen Überblick über die (p,α)-Reaktionen an den Kernen der 1p-Schale. Aus der Literatur bekannte Werte wurden durch Experimente an den Kernen ^{9}Be, ^{10}B, ^{13}C und ^{14}N zwischen 22,5 und 45 MeV vervollständigt, so daß nun ein Überblick über alle Kerne der 1p-Schale bis zu Energien von 45 MeV vorliegt.

Insbesondere sollte geprüft werden, ob der "gerade-ungerade-Effekt" der bei Energien von 14 MeV festgestellt wurde, sich aus der Reaktionskinematik der einzelnen Kerne erklären läßt, oder ob es sich um einen echten Struktureffekt handelt. Eine Aussage hierüber ließ sich einerseits durch die Untersuchung der Energieabhängigkeit des "gerade-ungerade-Effekts" erwarten, andererseits durch den Vergleich der Meßwerte mit den aus der Literatur bekannten Werten der spektroskopischen Faktoren für den 3-Teilchentransfer.

Die Winkelverteilungen wurden im Hinblick auf den Reaktionsmechanismus untersucht. Es zeigt sich, daß die Reaktionen oberhalb der α^{*}-Schwelle, d.h. oberhalb 30 MeV Anregungsenergie im Zwischenkern, direkt verlaufen.

Die Wirkungsquerschnitte wurden für die Grundzustandsübergänge von 0 - 180°, für die angeregten Niveaus von 0 - 90°, integriert. Zusammen mit bereits bekannten Daten werden sie auf Energie- und Massenabhängigkeit diskutiert. Dabei zeigt sich, daß alle integrierten Wirkungsquerschnitte je nach Kern und Restkernniveau mit verschiedenen Exponenten mit der Energie abfallen. Der bei 14 MeV vorhandene "gerade-ungerade-Effekt" ändert sich nicht wesentlich mit der Energie. Dafür

läßt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte mit den aus der Literatur bekannten spektroskopischen Faktoren für die pick-up-Reaktion feststellen, d.h. der "gerade-ungerade-Effekt" ist nicht eine Folge der unterschiedlichen Reaktionskinematik, sondern der unterschiedlichen Kernstruktur.

Literaturverzeichnis

/1/ O. Aspelund et. al.
Jahresbericht der KFA Jülich 1971, S.7, 117

/2/ A. Hamacher, D. Protic, G. Riepe
Annual Report KFA Jülich 1973, 271

/3/ E. Silverstein
Nucl. Inst. and Methods 4 (1959) 53

/4/ V. Rapp, to be published

/5/ R.M. de Vries et. al.
Nucl. Phys. A 178 (1972) 417

/6/ P. Guazzoni et. al.
Nuovo Cim. 67 A (1o7O) 4O7

/7/ G. Gambarini et. al.
Nucl. Phys. A 126 (1969) 562

/8/ P. Guazzoni et. al.
Phys. Rev. C4 (1971) 1O92

/9/ M. Pignanelli et. al.
Phys. Rev. C1O (1974) 445

/10/ W. Buck, M. Mörike, A. Stäbler, F. Weng
Laborbericht Tübingen 1974

/11/ G.R. Hoffmann, M.Mörike, R. Seiz
Angewandte Informatik 7/75, 279

/12/ H.R. Blieden et. al.
Nucl. Phys. 49 (1963) 2O9

/13/ D.R. Maxson et. al.
Phys. Rev. 128 (1962) 1321

/14/ K. Scholl, Diplomarbeit Tübingen 1976
Laborbericht Tübingen 1977

/15/ S. Micheletti et. al.
Phys. Rev. C11 (1975) 64

/16/ N.S. Chant and N.F. Mangelson
Nucl. Phys. A140 (1970) 81

/17/ J.P. Sokol et. al.
Phys. Rev. C7 (1973) 2154

/18/ I. Nonoka et. al.
Journal for the Phys. Soc. of Japan Vol. 22 Nr. 4 (1967) 949

/19/ J.F. Cavanaig et. al.
Nucl. Phys. A 167 (1971) 207

/20/ D.L. Oberg et. al.
Phys. Rev. C 11 (1975) 410

/21/ N. Mc.Donald
Nucl. Phys. 33 (1962) 110

/22/ G.R. Satchler
Nucl. Phys. 55 (1964) 1

/23/ I.S. Towner
A shell model discription of light nuclei
Oxford 1977

/24/ P.D. Kunz, unveröffentlicht

/25/ G.P. Johnston and D.G. Sargood
Nucl. Phys. A 224 (1974) 349

/26/ L.W. Put et. al.
Nucl. Phys. A 112 (1968) 561

/27/ A. Stäbler, Dissertation Tübingen 1976

/28/ W. Buck, Dissertation Tübingen 1976

/29/K. Schenk, Dissertation Tübingen 1975

/30/F. Hoyler, Diplomarbeit Tübingen

/31/J.J. Griffin
Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
Phys. Letters 24 B (1967) 5

/32/M. Mörike, G. Staudt, F. Weng
Zeitschrift f. Physik A 287 S. 211

/33/R. Klabes et. al.
Nucl. Phys. A 152 (1970) 232

/34/K. Takamatsu
J. Phys. Soc. Jap. 17 (1962) 896

/35/H. Sauer, Diplomarbeit Tübingen 1979

/36/W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87 (1952) 366

/37/D. Kurath, D.J. Millener
Nucl. Phys. A 238 (1975) 269

/38/S. Cohen, D. Kurath
Nucl. Phys. 73 (1965) 1

/39/T. Rohwer, private Mitteilung

Herrn Prof. Krüger danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit.
Für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für die Betreuung und Hilfe während ihrer Durchführung möchte ich Herrn Prof. Staudt herzlich danken.
Mein besonderer Dank gilt dem Direktor des Instituts für Kernphysik der KFA Jülich, Herrn Prof. Dr. C. Mayer-Böricke, für die Bereitstellung der Strahlzeit, sowie den Mitarbeitern des IKP für die gute Betreuung während der Strahlzeiten.
Nicht zuletzt möchte ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Staudt für das angenehme Arbeitsklima und die große Hilfsbereitschaft danken.

Friedrich Weng

Lebenslauf

Am 13.3.45 wurde ich als Sohn des Dr. Fritz Weng und seiner Ehefrau Dr. Magda Weng in Adelsheim/Baden geboren. Nach dem Besuch der Volksschule und des Gymnasiums in Mosbach legte ich 1964 die Reifeprüfung ab. Im gleichen Jahr begann ich mit dem Studium der Physik an der Universität Tübingen. Nach dem Vordiplom im Jahre 1968 und dem Diplom im Jahre 1972 begann ich unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. G. Staudt mit der Anfertigung meiner Doktorarbeit über (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale bei Energien zwischen 22,5 MeV und 45 MeV. Seit 1972 bin ich als Geschäftsführer des Adelsheimer Elektrizitätswerks tätig. Von 1975 bis 1976 war ich Referendar für das Lehramt an Gymnasien. Seit der Assesorprüfung im Jahre 1977 bin ich als Lehrkraft im Max-Planck-Gymnasium im Böblingen tätig.

Meine akademischen Lehrer an der Universität Tübingen waren die Professoren und Dozenten:
M. Baumann, W. Braunbek, F. Gönnenwein, G. Elwert, H. Kneser, H. Krüger, F. Lenz, G. Mack, G. Möllenstedt, R. Mühleisen, E. Müller, M. Müller, W. Rüdorff, H.H. Schäfer, R. Schief, G. Staudt, H. Stumpf, O. Tamaschke, H. Wielandt, K. Wildermuth, H.W. Wittern, A. Wolf, K. Zeller.

Herstellung:
Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart-30
Wienerstr. 117, Tel. 81 26 69